NEUE BEITRÄGE

ZUR

DAMPFTURBINENTHEORIE

VON DER

KÖNIGL. TECHNISCHEN HOCHSCHULE ZU MÜNCHEN

ZUR

ERLANGUNG DER WÜRDE EINES DOKTORS DER TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN (DOKTOR-INGENIEURS)

GENEHMIGTE

DISSERTATION

VORGELEGT VON

DIPL.-ING. AUGUST LOSCHGE

ASSISTENT FÜR THEORETISCHE MASCHINENLEHRE AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE MÜNCHEN

REFERENT: GEH. HOFRAT PROF. DR. M. SCHRÖTER
KORREFERENT: PROF. W. LYNEN

DRUCK VON R. OLDENBOURG IN MÜNCHEN
1910

NEUE BEITRÄGE

ZUR

DAMPFTURBINENTHEORIE

VON DER

KÖNIGL. TECHNISCHEN HOCHSCHULE ZU MÜNCHEN

ZUR

ERLANGUNG DER WÜRDE EINES DOKTORS DER TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN (DOKTOR-INGENIEURS)

GENEHMIGTE

DISSERTATION

VORGELEGT VON

DIPL.-ING. **AUGUST LOSCHGE**

ASSISTENT FÜR THEORETISCHE MASCHINENLEHRE AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE MÜNCHEN

REFERENT: GEH. HOFRAT PROF. DR. M. SCHRÖTER
KORREFERENT: PROF. W. LYNEN

DRUCK VON R. OLDENBOURG IN MÜNCHEN

1910

Inhaltsverzeichnis.

Abschnitt I.

Seiten

Dampfaufnahme einer Turbine . . . . . 1—16

Abschnitt II.

Bestimmung des Dampfverbrauches von Dampfturbinen bei beliebigen Belastungen . . . . . 16—50

Abschnitt III.

Zur Frage der Dimensionierung der Dampfturbinen . . . . . 50—54

Abschnitt I.

Dampfaufnahme einer Turbine.

Im Dampfturbinenbau haben sich hinsichtlich der Dampfaufnahme, d. h. der von der Maschine pro Stunde verbrauchten Dampfmenge im Laufe der Zeit zwei Erfahrungssätze herausgebildet:

1. Die durch die Turbine in der Zeiteinheit strömende Dampfmenge ist für irgendeine Belastung der Maschine proportional dem absoluten Drucke vor dem ersten Leitrad.
2. Das in der Zeiteinheit aus dem Raume vor dem ersten Leitrad abströmende Dampfvolumen ist konstant.

(Siehe Dr. Deinlein, Beiträge zur Dampfturbinentheorie, Abschnitt VI).

Die Erfahrung zeigte, daß beide Gesetze auch bei beliebigen Änderungen des Druckes im Abdampfstutzen gültig bleiben.

Bei der Erörterung der Frage, inwieweit diese Regeln richtig sind, und unter welchen Bedingungen sie Gültigkeit haben, ist es zweckmäßig, die Turbinen in zwei Gruppen einzuteilen und zwar

1. In die Düsenturbinen, bei denen die Dampfgeschwindigkeit längs der Maschine zeitweilig die Schallgeschwindigkeit übersteigt; das Kennzeichen dieser Gruppe ist die Verwendung von Lavaldüsen, da ja nur durch diese die Erreichung solcher Geschwindigkeiten möglich ist. Hierher gehören die Laval- und die Curtisturbine und deren Abarten.
2. In die Leitradturbinen, bei denen die Dampfgeschwindigkeiten normal unterhalb der Schallgeschwindigkeit bleiben und im Höchstfalle gleich derselben werden; bei diesen Turbinen bestehen die Leitapparate aus Leiträdern mit durch Schaufeln gebildeten einfachen Ausflußmündungen. Zu dieser Gruppe sind zu zählen die Zölly- und die Rateauturbine und die Reaktions- oder Parsonsturbine.

$x_1 = 1.$

Zahlentafel 1.

Versuch Nr.	Druck vor der Düse p_1 (abs.)	Druck nach der Düse p_2	Durchstr. Dampfgewicht G in g/sec	Volumen V_1 dm³/sec	$C = \frac{G}{p_1}$	$\frac{p_K}{p_1}$	$\lambda_{gem} = \sqrt{p_1 v_1}$	G_{red} ($\lambda_{normal} = 1{,}423$)	C_{red}	V_{red}
1	12,80	0,96	22,95	3,628	1,792	0,573	1,423	22,95	1,792	3,628
2	11,28	0,96	20,37	3,628	1,802	0,577	1,418	20,28	1,796	3,640
3	10,36	0,97	18,72	3,618	1,804	0,564	1,412	18,58	1,793	3,650
4	9,24	—	16,77	3,600	1,816	0,572	1,407	16,58	1,794	3,640
5	8,24	0,97	15,00	3,590	1,818	0,577	1,405	14,81	1,796	3,635
6	7,14	0,99	13,05	3,575	1,826	0,572	1,400	12,83	1,797	3,640
7	6,10	0,99	11,20	3,560	1,836	0,569	1,392	10,96	1,797	3,640
8	5,08	1,00	9,38	3,540	1,845	0,569	1,386	9,12	1,794	3,640
9	4,08	1,02	7,59	3,520	1,855	0,564	1,375	7,32	1,792	3,642
10	3,13	1,02	5,86	3,480	1,872	0,559	1,363	5,61	1,792	3,635
11	2,07	1,02	3,93	3,440	1,898	0,553	1,348	3,72	1,795	3,628
Rubrik	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

I. Verhalten der Düsenturbinen.

Es ist ohne weiteres zu übersehen, daß diese Turbinen als Kombinationen von Düsen aufgefaßt werden können und es werden sich deshalb aus Gesetzmäßigkeiten, die sich bei den Lavaldüsen selbst ergeben, auch analoge Beziehungen für die ganzen Turbinen entwickeln lassen.

Zur Begründung der für die Dampfaufnahme einer Düse geltenden Gesetze benützen wir in nachstehendem Versuche von Dr. Büchner aus dessen Arbeit: „Zur Frage der Lavalschen Turbinendüsen“ (Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft Nr. 18), die dieser an einer Düse zur Feststellung der Ausflußgewichte bei veränderlichem Anfangs- und konstantem Enddruck durchgeführt hat. (Siehe Zahlentafel 1.)

In der Fig. 1 sind die in Rubrik 3 der Zahlentafel 1 verzeichneten Werte der beobachteten Ausflußdampfgewichte als Funktion des Druckes vor der Düse aufgetragen und es ergibt sich wie bei den Turbinen, daß das Dampfgewicht annähernd als eine lineare Funktion des Anfangsdruckes dargestellt werden kann.

$$G \approx C \cdot p_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

In einer weiteren Rubrik Nr. 5 der obigen Zahlentafel sind nun die Werte für die Konstante $C = \frac{G}{p_1}$ für die einzelnen Versuche eingetragen, welche vom Mittelwerte $C_{mitt} = 1{,}845$ um maximal 2,9% abweichen.

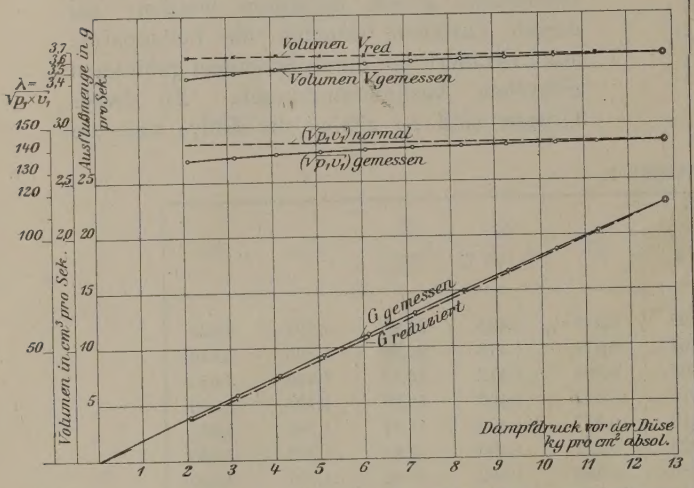


Fig. 1. Dampfaufnahme einer Lavaldüse bei verschiedenen Drücken vor und konstantem Druck nach der Düse [1,0 kg/cm² abs.]

Näheren Aufschluß über die obige Beziehung erhält man aus den Zeunerschen Gleichungen für das Ausflußproblem. Nimmt man hiernach an, daß die Expansionskurve durch die Düse vom Eintritt bis zum engsten Querschnitt durch eine Polytrope ($p \cdot v^n$ = konst.) ersetzt wird, und ist F_K der Querschnitt der Düse an der engsten Stelle, p_K der dort herrschende Druck, so findet man das austretende Dampfgewicht für anfänglich trocken gesättigten Dampf mit $K = 1{,}135$ nach Gleichung

$$G = F_K \cdot \sqrt{2\,g\,\frac{K}{K-1} \cdot \frac{p_1}{v_1}\left[\left(\frac{p_K}{p_1}\right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p_K}{p_1}\right)^{\frac{n+1}{n}}\right]}$$

$$= F_K \cdot \frac{p_1}{\sqrt{p_1 v_1}}\sqrt{2\,g\,\frac{K}{K-1}\left[\left(\frac{p_K}{p_1}\right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p_K}{p_1}\right)^{\frac{n+1}{n}}\right]}$$

In Rubrik 6 der Zahlentafel 1 ist der bei den Versuchen jeweils beobachtete Wert von $\frac{p_K}{p_1}$ eingetragen, und es zeigt sich, daß dieses Verhältnis zwischen 0,577 und 0,553 schwankt. Berechnet man für diese beiden Grenzwerte

$$\sqrt{2\,g\,\frac{K}{K-1}\left[\left(\frac{p_K}{p_1}\right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p_K}{p_1}\right)^{\frac{n+1}{n}}\right]} = C,$$

so ergeben sich dafür Werte, deren größte Abweichung vom Mittelwerte nur 0,2% beträgt; die Wurzel kann also als konstante Größe angesehen werden. Die Gleichung für G reduziert sich damit auf die einfache Form

$$G = C \cdot \frac{p_1}{\sqrt{p_1 v_1}} \quad [F_K = 1] \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

d. h. G ist demnach proportional dem Drucke vor der Düse, wenn $\sqrt{p_1 \cdot v_1} = \lambda$ von konstantem Werte ist. Weicht also für irgendeinen Versuch der Wert $\sqrt{p_1 \cdot v_1} = \lambda_{gem}$ von dem Normalwerte λ_{norm} ab, so muß zum Vergleiche der Resultate G reduziert werden und zwar nach der Gleichung

$$\frac{G_{red}}{G_{gemess}} = \frac{\lambda_{gem}}{\lambda_{norm}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2a)$$

Spalte 7 der Zahlentafel enthält den Wert von $\lambda_{gem} = \sqrt{p_1 \cdot v_1}$ für jeden Versuch, Spalte 8 die nach Gleichung (2a) mit $\lambda_{norm} = 1{,}423$ berechneten Werte von G_{red} und Spalte 9 den jeweiligen Wert von $C_{red} = \frac{G_{red}}{p_1}$. C_{red} ändert sich so wenig (um etwa 0,3%), daß diese Größe ebenfalls als konstant gelten kann.

Die Gleichung (2) geht dann unter dieser Voraussetzung in die Gleichung über

$$G_{red} = C_{red} \cdot p_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2b)$$

Trägt man G_{red} als Funktion von p_1 auf (siehe Fig. 1) so erhält man eine Linie, die sich in der Zeichnung von einer Geraden nicht unterscheidet.

Spalte 4 der Zahlentafel enthält ferner die Werte für das durch die Düse in der Zeiteinheit gehende Dampfvolumen, gemessen im Eintrittsquerschnitte, und es zeigt sich, daß dieses ebenso wie bei den Turbinen nahezu konstant ist. Aus der Zeunerschen Gleichung für das Volumen

$$V_1 = G \cdot v_1$$

$$= F_K \cdot \sqrt{p_1 \cdot v_1} \cdot \sqrt{2\,g \cdot \frac{K}{K-1}\left[\left(\frac{p_K}{p_1}\right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p_K}{p_1}\right)^{\frac{n+1}{n}}\right]}$$

resultiert aus denselben Gründen wie oben die einfache Beziehung

$$V_1 = C \cdot \sqrt{p_1 \cdot v_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

(wobei C denselben Wert darstellt wie in der Gleichung 2 für G), d. h. das Volumen ist nur dann konstant, wenn auch hier $\sqrt{p_1 \cdot v_1} = \lambda$ gleich gehalten wird. Zur Reduktion eines gemessenen Wertes für das Volumen V_{gem} bei einem Wert von λ_{gem} auf λ_{norm} dient die der Gleichung (2a) entsprechende Gleichung

$$\frac{V_{red}}{V_{gem}} = \frac{\lambda_{norm}}{\lambda_{gem}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3a)$$

Rubrik 10 enthält die hiernach berechneten Werte von V_{red} die vom Mittelwerte nur um max 0,3% abweichen. V_{red} kann praktisch also ebenfalls als konstante angesehen werden. Die graphische Darstellung von V_{red} als Funktion von p_1 ist dementsprechend eine Parallele zur Abszissenachse. (Siehe Fig. 1.)

Die beiden Gleichungen (2) und (3) wurden hier abgeleitet für den Fall, daß die Zustandskurve vom Eintritt bis zum engsten Querschnitt der Düse innerhalb des Sättigungsgebietes liegt. Sie gelten aber auch ohne weiteres für den Fall, wo diese Kurve innerhalb des Überhitzungsgebietes liegt, wobei es dann gleichgültig ist, ob der Dampf noch bis zur Mündung der Düse überhitzt bleibt oder im erweiterten Teil der Düse schon naß wird; die Zeunerschen Gleichungen zeigen für überhitzten Dampf denselben Aufbau, wie für gesättigten Dampf, nur ist der Exponent der Adiabate $K_1 = 1{,}333$, (nach Mollier-Callendar ist $K = 1{,}30$) einzusetzen an Stelle von $K_2 = 1{,}135$, welcher Wert für anfänglich trocken gesättigten Dampf gilt. Es bleibt also noch der Fall zu betrachten übrig, wo die Überhitzung vor der Düse so gering ist, daß der Dampf schon zwischen dem Eintrittsquerschnitt und der engsten Stelle naß wird. Die folgende rechnerische Behandlung lehnt sich an die Arbeiten von Stodola (Z. d. V. d. Ing. 1903, S. 131) und Dr. Pröll (Dampfturbinen, Luegers Lexikon, 2. Aufl., 2. Bd., S. 650 und 651) an.

Bezeichnet man mit p_s und v_s den Druck und das spezifische Volumen an der Stelle, in der der Dampf in den Sättigungszustand übergeht (siehe Fig. 3), so berechnet sich die durch die Düse gehende Dampfmenge nach der von Pröll aufgestellten Gleichung

$$G = F_K \cdot \sqrt{g \cdot K_2 \cdot \frac{p_s}{v_s} \cdot \left[\frac{2}{K_2+1} \cdot \left\{1 + \frac{K_2-1}{K_2} \cdot \frac{i_1 - i_s}{p_s \cdot v_s}\right\}\right]^{\frac{K_2+1}{K_2-1}}}$$

Setzt man hierin

$$i_1 - i_s = \frac{K_1}{K_1 - 1} \cdot (p_1 v_1 - p_s \cdot v_s)$$

ein, so erhält man nach einigen Umformungen

$$G = F_K \cdot \frac{p_1}{\sqrt{p_1 v_1}} \cdot \frac{1}{\sqrt{g \cdot K_2 \cdot \left(\frac{p_s}{p_1}\right)^{\frac{K_1+1}{K_1}} \cdot \left[\frac{2}{K_2+1} \cdot \left\{1 + \frac{K_2-1}{K_2} \cdot \frac{K_1}{K_1-1} \cdot \left(\left(\frac{p_s}{p_1}\right)^{\frac{1-K_1}{K_1}} - 1\right)\right\}\right]^{\frac{K_2+1}{K_2-1}}}}$$

und mit $F_K = 1$

$$G = C \cdot \frac{p_1}{\sqrt{p_1 v_1}} \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

Die entsprechende Gleichung für das Druckverhältnis $\frac{p_K}{p_1}$ lautet:

$$\frac{p_K}{p_1} = \frac{p_s}{p_1} \cdot \left[\frac{2}{K_2+1} + \frac{2 \cdot (K_2-1) \cdot K_1}{K_2 (K_2+1) \cdot K_1 - 1} \cdot \left(\left(\frac{p_s}{p_1}\right)^{\frac{1-K_1}{K_1}} - 1\right)\right]^{\frac{K_2-1}{K_2}}$$

Die Formel 4 für G ist von gleicher Art wie die entsprechende für den Fall, wo die Expansion ganz im überhitzten oder ganz im gesättigten Gebiete liegt. Die wie in Gleichung (2) mit C bezeichnete Wurzel enthält außer den Konstanten K_1 und K_2 nur Exponentialfunktionen mit dem Grundwert $\frac{p_s}{p_1}$. Da $\frac{p_s}{p_1}$ von $\frac{p_K}{p_1}$ bis zum Werte 1 variiert, so ändert sich auch damit der Wert von C im Gegensatz zu der Gleichung (2) und (3), in welchen C konstant ist.

Fig. 2 gibt die Veränderlichkeit von C und von $\frac{p_K}{p_1}$ als Funktion von $\frac{p_s}{p_1}$ wieder. Man ersieht aus der graphischen Darstellung, daß $\frac{p_K}{p_1}$ mit abnehmendem Werte von $\frac{p_s}{p_1}$ zuerst stetig zunimmt, bis bei $\frac{p_s}{p_1} = 0{,}589$

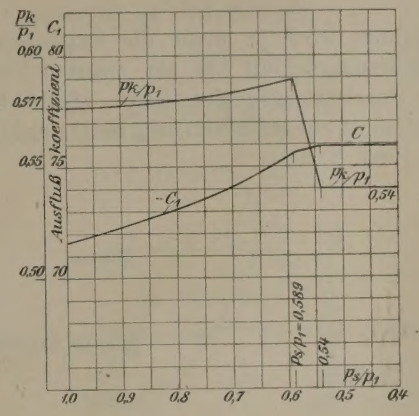


Fig. 2.
Dampfaufnahme einer Lavaldüse.
Expansion des Dampfes im konvergenten Teil vom Überhitzungs- ins Sättigungsgebiet übergehend.

das Verhältnis $\frac{p_K}{p_1}$ von gleichem Werte wie $\frac{p_s}{p_1}$ ist. Diese Gleichheit zwischen $\frac{p_K}{p_1}$ und $\frac{p_s}{p_1}$ bleibt für das ganze Gebiet zwischen $\frac{p_s}{p_1} = 0{,}589$ und 0,54 bestehen. Für $\frac{p_s}{p_1} < 0{,}54$ ist $\frac{p_K}{p_1} = 0{,}54$ konstant. Dementsprechend fällt die Kurve für die bei konstanten Werte von p_1 dem engsten Querschnitte jeweils entsprechenden Zustandspunkte, d. h. die Kurve der p_K im T—s-Diagramm bzw. p—v-Diagramm (siehe Fig. 3 und 4) zwischen $\frac{p_s}{p_1} = 0{,}589$ und $\frac{p_s}{p_1} = 0{,}54$ mit der oberen Grenzkurve $x = 1$ zusammen; für Werte von $\frac{p_s}{p_1} > 0{,}589$ liegt die p_K-Kurve im Sättigungsgebiete, für $\frac{p_s}{p_1} < 0{,}54$ im Überhitzungsgebiete.

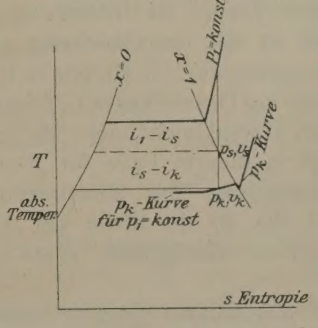


Fig. 3.

Den hier erörterten Unstetigkeiten der $\frac{p_K}{p_1}$-Kurve entsprechen auch solche im Verlaufe der für C erhaltenen Linie; die Fig. 2 zeigt, daß der Koeffizient C in der Gleichung 4 für G und in der aus letzterer durch Multiplikation mit dem Volumen v_1 erhaltenen Gleichung für das Dampfvolumen

$$V_1 = C\sqrt{p_1 v_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

um so größer wird, je mehr die Expansionskurve vom Eintrittsquerschnitt bis zur engsten Stelle der Düse im Überhitzungsgebiete liegt. (Siehe Lewicki, Die Anwendung hoher Überhitzung bei Dampfturbinen, Z. d. V. 1903, S. 525.)

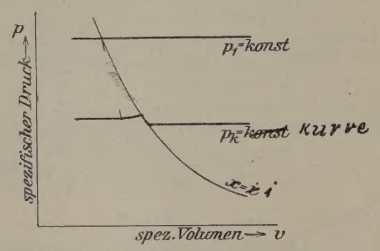


Fig. 4. Dimensionierung der Lavaldüsen.

Bei diesen Untersuchungen wurde durchwegs angenommen, daß die Expansion im konvergenten Düsenteil adiabatisch verläuft, welche Annahme der üblichen Anschauung entspricht. Benützt man die Werte C der Tafel 2 und setzt p_1 in kg/qcm, F_K in qcm, v_1 in cbm/kg ein, so erhält man aus den Gleichungen (4) und (5). G als stündl. Dampfgewicht in kg und V_1 als stündl. Dampfvolumen in cbm.

Dr. Deinlein hat in seiner Arbeit: „Beiträge zur Dampfturbinentheorie“ nachgewiesen, daß für trocknen oder überhitzten Dampf die Bedingung $p \cdot v =$ konstant identisch ist mit der Gleichung $i =$ konstant ($i =$ Erzeugungswärme); die Punkte mit $p \cdot v =$ konstant liegen also auf Drosselkurven. Diese Bedingung trifft für naßen Dampf nicht mehr zu, es zeigt sich vielmehr, daß in diesem Falle für $p \cdot v =$ konstant die Erzeugungswärme mit abnehmendem Drucke zunimmt und die an die Stelle der Drosselkurve tretende Polytrope demgemäß einen Exponenten > 1 hat.

Die oben abgeleiteten Gesetze haben bei Veränderung der Drücke vor und nach der Düse aber nur so lange Gültigkeit, als sich der zum Drucke p_1 vor der Düse gehörende „kritische Druck“ $p_K = 0{,}54$ bis $0{,}577\ p_1$ an der engsten Stelle der Düse, auch wirklich ausbilden kann. Dies kann wie von Stodola und anderen nachgewiesen ist, wegen der eigentümlichen Gestaltung des Druckverlaufes innerhalb der Düse auch dann geschehen, wenn der Gegendruck p_2 an der Mündung beträchtlich erhöht wird — der Druck p_K ändert sich dabei nicht. Es geht dies sehr klar aus der nachstehend aufgeführten Zahlentafel von Versuchsergebnissen hervor, die ebenfalls der Büchnerschen Arbeit entnommen ist.

Zahlentafel 2.

Druck vor der Düse p_1 in kg/cm² absolut	Druck nach der Düse p_2	Durchströmendes Dampfgewicht G in g/sek	Konstante $C = G/p_1$	Druck an der engsten Stelle p_K	Verhältnis $\frac{p_K}{p_1}$
10,30	2,09	18,18	17,56	5,92	0,574
10,33	4,22	18,66	18,04	5,95	0,575
10,38	6,46	18,50	17,82	5,98	0,576
10,35	8,18	18,65	18,00	5,96	0,576
10,34	9,44	16,94	16,38	7,35	0,728

Bei diesen Versuchen konnte der Gegendruck p_2 bis auf 8,18 Atm. $= 0{,}79\ p_1$ erhöht werden, ohne daß p_K von normalem Werte $0{,}577\ p_1$ wesentlich abwich; erst bei weiterer Erhöhung von p_2 auf 9,44 Atm. $= 0{,}92\ p_1$ trat eine Änderung von p_K und damit auch von G ein. Gramberg führte in seiner Arbeit: „Versuche an einer Rateauturbine“ (Z. d. V. 1909, S. 253) für die von ihm beobachtete gleiche Erscheinung bei dieser Turbine sehr zutreffend den Begriff des „kritischen Gegendruckverhältnisses“ $\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_K$ ein; bei der von Büchner untersuchten Düse würde nach obiger Tabelle sein:

$$0{,}79 < \left(\frac{p_2}{p_1}\right)_K < 0{,}92.$$

Bei einem Gegendruck p_2, für den das Verhältnis $\frac{p_2}{p_1}$ größer ist als das kritische Gegendruckverhältnis $\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_K$ kann die Dampfaufnahme der Düse nicht mehr mit den einfachen Gleichungen (2) und (3), sondern nur mit den Zeunerschen Gleichungen in ihrer ursprünglichen Gestalt bestimmt werden.

Einstufige Düsenturbinen.

Bei der Lavalturbine, der Riedler-Stumpf- und der Elektraturbine expandiert der Dampf vollständig in einer Düse. Da diese Turbinen reine Freistrahlturbinen sind, bleibt das Laufrad ohne jeden Einfluß auf die Dampfaufnahme; diese Turbinen verhalten sich demgemäß wie einfache Düsen. Die Regulierung dieser Maschinen ist meist eine kombinierte Drossel- und Drüsenregulierung; innerhalb kleiner Belastungsänderungen wendet man reine Drosselung an, bei größeren Lastschwankungen wird die Zahl der offenen Düsen geändert. Die Dampfaufnahme der Turbine ist natürlich gleich der Summe der Dampfgewichte, die durch die offenen Düsen gehen, und, da alle Düsen unter gleichen Druckverhältnissen stehen, auch proportional der ΣF_K, d. h. der Summe der Querschnitte der offenen Düsen, an der engsten Stelle gemessen. Bei der Drosselregulierung bleibt ΣF_K unverändert; die Gleichungen (2) und (3) haben hierfür ohne weiteres Gültigkeit, mit Ausnahme der Fälle, wo der Dampf im konvergenten Teil der Düse vom überhitzten in den gesättigten Zustand übergeht. Wegen der Gleichung der Zustandsänderung des Dampfes beim Durchgang durch das Drosselventil $p_1 \cdot v_1 =$ konst. vereinfachen sich die Gleichungen (2)

und (3) für den Fall, daß der Dampf bis zum engsten Querschnitt überhitzt bleibt, noch weiter, und zwar auf

$$G = C \cdot p_1 \text{ und } V_1 = \text{konst.},$$

welche Gleichungen den am Eingang dieses Abschnittes angegebenen empirischen Regeln entsprechen.

Bei der Düsenregulierung wird ΣF_K verändert und damit proportional die Konstante C, wie auch G und V.

Das kritische Gegendruckverhältnis ist gleich dem einer einfachen Lavaldüse.

Aus der spärlichen Literatur sind zum Nachweis des oben Gesagten in der nachstehenden Zahlentafel Versuchsergebnisse an einer Lavalturbine von E. Lewicki wiedergegeben. Diese zeigen durchweg eine sehr befriedigende Annäherung an die Gleichungen (2) und (3).

Zahlentafel 3.

Versuche bei steigender Temperatur.

$p_1 = 6{,}98$ Atm. abs. $p_2 = 1{,}03$ Atm. abs. p_1 und $p_2 =$ konst.

Temp. t_1	197	239,5	276,5	326,5	423,5	460,1
$\sqrt{p_1 v_1}$	1,462	1,537	1,597	1,702	1,805	1,852
$G_{\text{gem.}}$	400	380	365	348	320	312
$G_{\text{ber.}}$ $(\lambda = 1{,}462)$	400	400	398	405	395	395
V	122,2	128,0	132,7	144,2	149,2	153,4
$V_{\text{ber.}}$	122,2	121,6	121,6	123,8	120,8	121,2

Hierbei Drosselung durch das Einlaßventil vernachlässigt, da dieses vermutlich ganz geöffnet war.

Mehrstufige Düsenturbinen.

Die mehrstufige Düsenturbine (Curtisturbine) nützt in mehreren, hintereinander geschalteten Lavaldüsen das zur Verfügung stehende Druckgefälle aus. Sie ist eine Aktionsturbine, so daß auch hier die durch die Turbine fließende Dampfmenge lediglich durch die Düsen bestimmt wird[1]). Aus den früheren Ausführungen ergibt sich, daß für jede Lavaldüse die Gleichungen (2) und (3) bei allen Betriebsverhältnissen strenge Gültigkeit haben, solange nur das Verhältnis des Druckes p_2 nach der Düse zum Drucke p_1 vor der Düse unter dem Werte des kritischen Gegendruckverhältnisses $\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_K$ bleibt; auszuschließen sind dabei nur diejenigen Fälle, in denen der Dampf beim Durchgang durch die Düse in deren konvergentem Teil vom überhitzten in den gesättigten Zustand übergeht. Es ist klar, daß dies auch für die bei den Curtisturbinen verwendeten Düsen zutrifft; die Größen p_1 und v_1 sind dann dem Zustand des Dampfes vor der betrachteten Stufe entsprechend zu nehmen.

Die Regulierung der Curtisturbine kann wie bei der Lavalturbine als einfache Drosselregulierung oder als kombinierte Düsen- und Drosselregulierung ausgebildet sein; eine Absperrung von Düsen wird in der Regel jedoch nur in der ersten Stufe vorgenommen. Den nachfolgenden Untersuchungen wollen wir beispielsweise eine dreistufige Curtisturbine zugrunde legen. Vernachlässigt man die Nabenverluste, die hier nur einige Prozente der Dampfaufnahme betragen, so erhält man mit Hilfe der Gleichung (2) für die einzelnen Stufen nachstehende, der Vollast und irgendeiner Teilbelastung bei beiden Regulierungsarten entsprechende Gleichungen:

Vollast

$$1.\quad G = F_{\text{I}} \frac{p_1}{\sqrt{p_1 v_1}} \cdot C_1$$

$$2.\quad G = F_{\text{II}} \frac{p_2}{\sqrt{p_2 v_2}} \cdot C_2$$

$$3.\quad G = F_{\text{III}} \frac{p_3}{\sqrt{p_3 v_3}} \cdot C_3$$

Teillast

Drosselregulierung	Kombinierte Regulierung
1a. $G' = F_{\text{I}} \frac{p_1'}{\sqrt{p_1' v_1'}} \cdot C_1'$	1b. $G'' \quad m \cdot F_{\text{I}} \frac{p_1''}{\sqrt{p_1'' v_1''}} \cdot C_1''$
2a. $G' = F_{\text{II}} \frac{p_2'}{\sqrt{p_2' v_2'}} \cdot C_2'$	2b. $G'' = F_{\text{II}} \frac{p_2''}{\sqrt{p_2'' v_2''}} \cdot C_2''$
3a. $G' = F_{\text{III}} \frac{p_3'}{\sqrt{p_3' v_3'}} \cdot C_3'$	3b. $G'' = F_{\text{III}} \frac{p_3''}{\sqrt{p_3'' v_3''}} \cdot C_3''$

G, G' und G'' sind die Werte der jeweiligen Dampfaufnahme, F_{I}, F_{II} und F_{III} sind die Summen der Düsenquerschnitte in den einzelnen Stufen, an der engsten Stelle gemessen, $m \cdot F_{\text{I}}$ $(m < 1)$ ist der bei der kombinierten Regelung für Teillast in der ersten Stufe noch offen gehaltene Düsenquerschnitt, p_1, v_1; p_2, v_2 . . p_1', v_1'; p_2', v_2' usw. sind die Daten für den Dampfzustand vor der jeweilig betrachteten Stufe; die Größen C_1, C_2, C_3, C_1', C_2' usw. weichen vom Mittelwerte um höchstens 2,9 % ab (siehe Fig. 2).

Aus den Gleichungen 1, 2, 1a, 2a, 1b und 2b folgt:

$$\frac{F_{\text{I}}}{F_{\text{II}}} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{\sqrt{p_1 v_1}}{\sqrt{p_2 v_2}} \cdot \frac{C_2}{C_1} = \frac{p_2'}{p_1'} \cdot \frac{\sqrt{p_1' v_1'}}{\sqrt{p_2' v_2'}} \cdot \frac{C_2'}{C_1'} = \frac{p_2''}{m \cdot p_1''} \cdot \frac{\sqrt{p_1'' v_1''}}{\sqrt{p_2'' v_2''}} \cdot \frac{C_2''}{C_1''}.$$

Für Überschlagsrechnungen können nun die Größen C_1, C_2 . . C_1', C_2' usw. als nahezu einander gleich angenommen werden; außerdem zeigen im Abschnitt II durchgeführte Rechnungen (siehe Kapitel Curtisturbine), daß bei unverändertem Dampfzustand vor dem Drosselventil entsprechende Punkte bei allen Belastungen annähernd auf Drosselkurven liegen, d. h.:

$$\sqrt{p_1 v_1} \sim \sqrt{p_1' v_1'} \sim \sqrt{p_1'' v_1''}$$

und

$$\sqrt{p_2 v_2} \sim \sqrt{p_2' v_2'} \sim \sqrt{p_2'' v_2''},$$

$$\sqrt{p_3 v_3} \sim \sqrt{p_3' v_3'} \sim \sqrt{p_3'' v_3''},$$

damit ergibt sich die einfache Beziehung:

$$\frac{p_2}{p_1} \sim \frac{p_2'}{p_1'} \sim \frac{p_2''}{m p_1''} \quad \ldots \ldots \quad (6)$$

[1]) Der Einfluß der bei Teilbelastung auftretenden Reaktionswirkung kann vernachlässigt werden (siehe Abschnitt II, Curtisturbine).

und eine analoge Gleichung durch Verbindung von 2 und 3, 2' und 3', 2'' und 3'':

$$\frac{p_3}{p_2} \sim \frac{p_3'}{p_2'} \sim \frac{p_3''}{p_2''} \quad \ldots \ldots \quad (7)$$

Aus den obigen Gleichungen erhält man weiter:

$$\frac{G'}{G} \sim \frac{p_1'}{p_1} \sim \frac{p_2'}{p_2} \sim \frac{p_3'}{p_3} \quad \ldots \quad (8)$$

$$\frac{G''}{G} \sim \frac{m p_1''}{p_1} \sim \frac{p_2''}{p_2} \sim \frac{p_3''}{p_3} \quad \ldots \quad (9)$$

Bezeichnet man mit p_4 den konstanten Druck im Abdampfstutzen, so bestimmen sich die beiden Werte des Druckverhältnisses der letzten Stufe bei Teillast mit Hilfe der Gleichungen (8) und (9) zu

$$\frac{p_4}{p_3'} \sim \frac{p_4}{p_3} \frac{G}{G'} \quad \ldots \quad (10) \quad \text{und} \quad \frac{p_4}{p_3''} \sim \frac{p_4}{p_3} \frac{G}{G''} \quad \ldots \quad (11)$$

Aus diesen Gleichungen lassen sich nun nachstehende für die mehrstufige Curtisturbine allgemein gültige Folgerungen ziehen:

1. Aus den Gleichungen (8) und (9): Ein Übergang auf kleinere Last hat bei der kombinierten wie bei der Drosselregulierung in allen Stufen, mit Ausnahme der ersten, eine annähernd im Verhältnis der sekundlichen Dampfgewichte erfolgende Verkleinerung des Dampfdruckes vor der Stufe zur Folge. Diese Proportionalität zwischen der Dampfaufnahme der Düsen und dem Dampfdruck vor der Stufe trifft auch in der ersten Stufe für den Fall der reinen Drosselregelung zu; bei der kombinierten Regelung wird der Druck vor der ersten Stufe durch die Verringerung der Dampfaufnahme ebenfalls verkleinert, gleichzeitig aber durch die Absperrung von Düsen wieder vergrößert.

2. Aus der Gleichung (6): Die erste Stufe hat bei Drosselregelung annähernd dasselbe Druckverhältnis $\frac{p \text{ nach der Düse}}{p \text{ vor der Düse}}$ wie bei Vollast, bei der kombinierten Regelung aber einen weit kleineren Wert, da ja der Koeffizient m bei normalen Maschinen bis auf zirka 0,25 abnimmt.

3. Aus der Gleichung (7): Die Düsen der Zwischenstufen zwischen der ersten und der letzten Stufe weisen bei allen Belastungen annähernd dasselbe Druckverhältnis $\frac{p \text{ nach der Düse}}{p \text{ vor der Düse}}$ auf.

4. Aus den Gleichungen (10) und (11): Die letzte Stufe arbeitet bei Teillast und beiden Regulierungsarten mit einem größeren Werte des Druckverhältnisses $\frac{p \text{ nach der Düse}}{p \text{ vor der Düse}}$ als bei Vollast.

Bei der normalen Curtisturbine ist nur die durch die Düsen der ersten Stufe gehende Dampfmenge gleich dem gesamten Dampfverbrauch der Turbine; in den nachfolgenden Stufen geht ein Teil des Dampfes durch den Spalt zwischen dem die Düsen enthaltenden sog. Zwischenboden und der Welle hindurch. Die Dampfaufnahme ist dann in dieser Stufe gleich der Summe aus der durch die Düsen gehenden Dampfmenge und diesem „Nabenverlust". Letzterer berechnet sich wie die Düsendampfmenge ebenfalls nach der Zeunerschen Gleichung, wobei man in der Praxis allgemein annimmt, daß die Expansion des Dampfes durch den Spalt hindurch als eine adiabatische aufgefaßt werden darf (siehe Bauer-Lasche, Schiffsturbinen, Seite 74). Da die im Spalt erreichte Endgeschwindigkeit den kritischen Wert nicht übersteigt, so bestimmt sich der „Nabenverlust" G_u nach der Gleichung:

$$G_u = \frac{F_2' \cdot c'_K}{v'_K},$$

wobei F_2' den engsten Querschnitt des Spaltes, c'_K die Geschwindigkeit und v'_K das spezifische Dampfvolumen an derselben Stelle bedeuten. Die entsprechende Gleichung für die Düsendampfmenge lautet:

$$G = \frac{F_K \cdot c_K}{v_K}.$$

F_K ist hierin der Düsenquerschnitt an der engsten Stelle der Düse, die Geschwindigkeit c_K und das Volumen v_K sind mit den entsprechenden Werten c'_K bzw. v'_K identisch. Hieraus folgt, daß das Verhältnis $\frac{G_u}{G}$ von konstantem Werte ist und daß unsere Gleichungen (2) und (3) wie für die Düsendampfmenge auch für den Nabenverlust und damit auch für die Summe aus der Düsendampfmenge und dem Nabenverlust, d. i. für die gesamte Dampfaufnahme, gültig sind.

Will man übrigens noch den Umstand berücksichtigen, daß die Zustandsänderung des Dampfes durch den Spalt hindurch mit einem gewissen Reibungsverlust verbunden ist, was zweifellos zutrifft, so hat man für G_u die Gleichung anzuwenden:

$$G_u = F_2' \left(\frac{2}{n+1}\right)^{\frac{1}{n-1}} \cdot \sqrt{2g \frac{K}{K-1} \cdot \frac{n-1}{n+1} \cdot \frac{p_1}{v_1}}.$$

Hierin ist zu setzen:

$K = 1{,}333$ für überhitzten Dampf
$K = 1{,}035 + 0{,}1\ x$ für gesättigten Dampf;

n bedeutet den Exponenten der Polytrope (siehe Weyrauch, Wärmetheorie II, S. 308).

Beim Vergleiche mit dem für G geltenden analogen Ausdrucke

$$G = F_K \cdot \frac{c_K}{v_K} = F_K \cdot \left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{1}{K-1}} \cdot \sqrt{2g \frac{K}{K+1} \cdot \frac{p_1}{v_1}}$$

ersieht man, daß das Verhältnis

$$\frac{G_u}{G} = \frac{F_2'}{F_K} \cdot \frac{\left(\frac{2}{n+1}\right)^{\frac{1}{n-1}}}{\left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{1}{K-1}}} \cdot \sqrt{\frac{n-1}{K-1} \cdot \frac{K+1}{n+1}}$$

auch in diesem Falle sich als konstant ergibt und auch hier G_u wie G die Gleichungen (2) und (3) erfüllt.

$\frac{G_u}{G}$ erweist sich bei Berücksichtigung der Spaltreibung dann als veränderlich, wenn die Endgeschwindigkeit im Spalt unter der kritischen Geschwindigkeit bleibt. Es kann dies bei relativ kleinen, in den einzelnen Stufen umgesetzten Wärmegefällen, wie sie z. B. bei Schiffsturbinen vorkommen, wohl eintreten, doch ist zu beachten, daß G_u nur einen Bruchteil von G darstellt (ca. 2 bis 3%) und selbst eine große Abweichung des Verhältnisses $\frac{G_u}{G}$ vom normalen Werte nur einen kleinen Einfluß auf das Verhältnis zwischen Dampfdruck und Dampfaufnahme der Turbine ausübt.

Aus den vorstehenden Ausführungen folgt, daß die Annahmen der „Proportionalität der Dampfaufnahme mit dem Dampfdrucke" und der „Unveränderlichkeit des Dampfvolumens" in allen Stufen mit großer Annäherung zutreffen. Wesentliche Abweichungen erhält man nur bei einer solchen Stufe, bei der für eine Vergleichsbelastung in dem konvergenten Düsenteil der Dampf aus dem Überhitzungsgebiet in das Sättigungsgebiet übergeht. Bei Anwendung der kombinierten Regulierung werden durch die Absperrung von Düsen die Dampfaufnahme und das Dampfvolumen der ersten Stufe gegenüber den aus den Gleichungen (2) und (3) sich bestimmenden Werten im Verhältnis der Düsenquerschnitte verkleinert.

Trägt man nun in einem Diagramme die Dampfaufnahme als Funktion des Dampfdruckes vor den einzelnen Stufen — gegebenenfalls mit Ausnahme der ersten bei der kombinierten Regulierung — bei verschiedenen Belastungen auf, so erhält man lauter gerade Linien (siehe Fig. 10 von Dr. Bär, „Die Regelung von Dampfturbinen").

Das kritische Gegendruckverhältnis der mehrstufigen Düsenturbinen ist wegen der Hintereinanderschaltung von mehreren Düsen notwendig niedriger als das der einfachen Lavaldüse; Versuche darüber liegen jedoch noch nicht vor.

II. Verhalten der Leitradturbinen.

Die Leitradturbinen haben verhältnismäßig geringe, im Höchstfalle den kritischen Wert erreichende Dampfgeschwindigkeiten. Da somit das in einer Stufe umgesetzte Wärmegefälle beträchtlich geringer wird als bei den Düsenturbinen, so sind zur Ausnutzung eines gegebenen Druckgefälles viele Stufen nötig und es deckt sich deshalb der Begriff „Leitradturbinen" mit der in der Literatur gebräuchlichen Bezeichnung „vielstufige Turbinen", während die „Düsenturbinen" den „ein- und mehrstufigen Turbinen" entsprechen.

Die Leitradturbinen lassen sich als Kombinationen von einfachen Mündungen auffassen. Zur Untersuchung der Dampfaufnahme müssen wir auf die für den Ausfluß durch eine einfache Mündung gleichfalls geltenden Zeunerschen Gleichungen zurückgreifen.

Für das Dampfgewicht gilt hiernach:

$$G = F_2 \cdot \frac{p_1}{\sqrt{p_1 v_1}} \cdot \sqrt{2g \frac{K}{K-1} \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]}$$

$$= F_2 \alpha \cdot \frac{p_1}{\sqrt{p_1 v_1}} \quad (12)$$

worin F_2 den Mündungsquerschnitt, p_1 und v_1 bzw. p_2 die Zustandswerte des Dampfes vor bzw. hinter der Mündung bedeuten[2]). Die Zeunersche Gleichung gilt in gleicher Weise für überhitzten und gesättigten Dampf, wobei nur für n verschiedene Werte eingesetzt werden müssen, die Gleichung ist aber nur

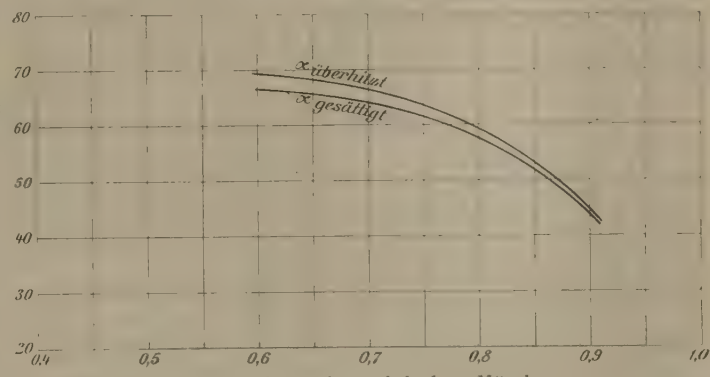


Fig. 5. Dampfaufnahme einer einfachen Mündung an überh. und gesättigten Dampf.

so lange richtig, als der Druck in der Mündung identisch mit dem Druck nach der Mündung ist, d. h. solange $\frac{p_2}{p_1}$ größer ist als das kritische Druckverhältnis $\left(\frac{2}{n+1}\right)^{\frac{1}{n-1}}$. Fig. 5 zeigt den Zusammenhang zwischen $\alpha_{\text{überh.}}$ und $\alpha_{\text{gesätt.}}$ und dem Verhältnis $\frac{p_2}{p_1}$, wobei n beidemal für $\zeta = 10\%$ Energieverlust (in Prozenten des zur Verfügung stehenden Energiebetrages) nach der Gleichung $\zeta = \frac{K-n}{n \cdot (K-1)}$ berechnet wurde (siehe Weyrauch, Wärmetheorie II, S. 251 u. 255).

Es geht daraus hervor, daß der Koeffizient α für überhitzten Dampf bei gleichem Werte von $\frac{p_2}{p_1}$ etwas größer ist als für gesättigten Dampf. Für $\frac{p_2}{p_1} = 0{,}7$ ergibt sich z. B. dieser Mehrbetrag zu etwa 3%. Für den Fall, daß der Dampf erst innerhalb der Mündung naß wird, kann die Dampfaufnahme in gleicher Weise wie bei der Düse berechnet werden (siehe Ableitung der Gleichung (4). Der Wert von α hängt auch hier von dem Verhältnis $\frac{p_s}{p_1}$ ab und liegt naturgemäß zwischen den beiden Grenzwerten für rein gesättigten und rein

[2]) Die Gleichung (12) liefert mit den Werten von α aus Fig. 5, mit F_2 in cm², p_1 in kg/cm² und v_1 in m³/kg das stündliche Dampfgewicht in kg.

überhitzten Dampf. Für das Dampfvolumen, gemessen an der Eintrittsstelle der Mündung, können aus den Zeunerschen Gleichungen ähnliche Beziehungen wie für das Dampfgewicht entwickelt werden.

In welcher Weise sich aus dem Verhalten der einfachen Mündungen Folgerungen hinsichtlich der Dampfaufnahme der Leitradturbinen selbst ziehen lassen, soll nachstehend an den beiden Hauptgruppen, der Zoelly- und der Rateauturbine einerseits und der Parsonsturbine anderseits — wegen der verschiedenen Verhältnisse getrennt — untersucht werden. Es soll dabei nur das Verhalten der Maschine bei konstant gehaltenem Dampfzustand vor der Turbine, gleichem Druck im Abdampfstutzen und verschiedenen Belastungen betrachtet werden, unter der Annahme, daß das bei diesen Turbinen allein übliche Regulierorgan, das Drosselventil, die Dampfaufnahme der jeweiligen Belastung anpaßt.

Die Zoelly- und die Rateauturbine.

Die Dampfaufnahme dieser Turbinen wird, da sie beide nach dem Aktionsprinzip arbeiten, lediglich durch die Leiträder bestimmt[3]). Die Drücke, die sich nun bei einer Teilbelastung vor und nach einer bestimmten Stufe einstellen, hängen außer von dem im Abdampfstutzen herrschenden, durch äußere Gründe bedingten Druck von dem Verbrauch an Druckgefälle der sämtlichen Leiträder, die zwischen dieser Stufe und dem Abdampfstutzen liegen, und von dem Druckgefälle der betreffenden Stufe selbst ab. Beim Vergleich der Arbeitsweise irgendeiner Stufe bei Vollast und einer beliebigen Belastung müssen nun drei Fälle unterschieden werden:

1. Die Stufe liegt bei voller Last und bei Teilbelastung im überhitzten Gebiet.

2. Die Stufe liegt bei beiden Belastungen im gesättigten Gebiet.

3. Die Stufe liegt bei Vollast im gesättigten Gebiet, bei Teilbelastung im überhitzten Gebiet.

Fall I: Die Zeunersche Gleichung ergibt für die zwei zu vergleichenden Belastungen

1. $$G = F_2 \cdot \alpha \cdot \frac{p_1}{\sqrt{p_1 v_1}}$$

2. $$G' = F_2 \cdot \alpha \cdot \frac{p_1'}{\sqrt{p_1' v_1'}}.$$

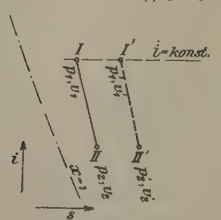


Fig. 6. Zu Fall I.

Durch Verbindung der beiden Gleichungen erhält man

$$\frac{G \cdot \sqrt{p_1 v_1}}{p_1 \cdot \alpha} = \frac{G' \cdot \sqrt{p_1' v_1'}}{p_1' \cdot \alpha'} \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

[3]) Siehe Anmerkung bei der Curtisturbine, Seite 9.

Ist die betrachtete Stufe die erste nach dem Drosselventil und wird von einem Strahlungsverlust der Gehäusewandungen abgesehen, so liegt I' auf der Drosselkurve durch I und es gilt

$$\sqrt{p_1 \cdot v_1} = \sqrt{p_1' \cdot v_1'} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Die Erfahrung hat nun gezeigt, daß die Dampfaufnahme dieser Turbinen bei allen Belastungen proportional dem Dampfdrucke vor der ersten Stufe ist (siehe Gramberg, Z. d. V. 1909, S. 252/53, und Stodola, „Die Dampfturbinen", III. Aufl., S. 419). Es besteht also die Beziehung

$$\frac{G}{p_1} = \frac{G'}{p_1'} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Hierfür resultiert aus (13)

$$\alpha = \alpha' \text{ und damit } \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_2'}{p_1'} \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Auch dies ist bereits auf experimentellem Wege nachgewiesen worden (siehe Dr. Bär, „Die Regelung von Dampfturbinen", S. 19).

Umgekehrt ergibt sich für die Annahme gleicher Druckverhältnisse

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_2'}{p_1'}$$

die Gleichung

$$\frac{G}{p_1} = \frac{G'}{p_1'}.$$

Die „Proportionalität der Dampfaufnahme mit dem Drucke" vor der ersten Stufe und die Gleichheit der Druckverhältnisse für das erste Leitrad stehen also in ursächlichem Zusammenhange. Aus den Gleichungen (15) u. (16) ergibt sich weiter, daß die Dampfaufnahme der ersten Stufe auch proportional dem Drucke nach dem ersten Leitrade und damit auch dem Drucke vor der zweiten Stufe ist.

Die bei Vollast in der ersten Stufe verarbeitete Energiemenge bestimmt sich zu

$$i_1 - i_2 = \frac{K}{K-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{K-1}{K}}\right]$$

und diejenige für Teilbelastung analog zu

$$i_1' - i_2' = \frac{K}{K-1} p_1' v_1' \left[1 - \left(\frac{p_2'}{p_1'}\right)^{\frac{K-1}{K}}\right].$$

Berücksichtigt man nun die Gleichungen (14) und (16), so findet man, daß

$$i_1 - i_2 = i_1' - i_2'$$

und, da

$$i_1 = i_1', \quad \text{auch} \quad i_2 = i_2',$$

d. h. II u. II' liegen wie I u. I' auf eine Drosselkurve.

Aus den vorstehenden Ausführungen folgt, daß die Gleichungen (15) u. (16), wie für die Stufe I, auch für die nachfolgenden Stufen, die beide Male im überhitzten Gebiete liegen, Gültigkeit haben.

Es liegt nun die Frage nahe, ob diese Gesetzmäßigkeiten für alle Stufen bis zum Abdampfende Gültigkeit haben, wenn die Expansionslinien vollständig im überhitzten Gebiet liegen. Bei konstant

gehaltenem Druck im Abdampfstutzen kann die durch Gleichung (15) ausgedrückte „Proportionalität zwischen Dampfaufnahme und Druck vor der Stufe“ für die letzten Stufen nicht mehr zutreffen, da dies einen unmöglichen Druckverlauf bedingen würde (siehe Dr. Bär a. a. O., S. 18 bis 19).

Für diese letzten Stufen (15) möge zur weiteren Untersuchung an Stelle der Gleichung (15) die Gleichung

$$\frac{G'}{p_1'} = \varepsilon \frac{G}{p_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

benutzt werden, worin ε ein Koeffizient von veränderlichem Werte ist; Gleichung (17) in (13) eingesetzt ergibt

$$\frac{\sqrt{p_1 v_1}}{\alpha} = \varepsilon \frac{\sqrt{p_1' \cdot v_1'}}{\alpha'} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

Aus den von Dr. Bär a. a. O. gegebenen Betrachtungen folgt ohne weiteres, daß für diese letzten Niederdruckräder $\varepsilon < 1$ ist. Der jeweilige Wert von $\sqrt{p_1' v_1'}$ ist für diese letzten Räder wohl etwas größer als der zugehörige Wert von $\sqrt{p_1 v_1}$; doch überwiegt die Abnahme von ε gegen den Abdampfstutzen zu bei weitem die Vergrößerung des Wurzelwertes, so daß

$$\varepsilon \sqrt{p_1' v_1'} < \sqrt{p_1 v_1}$$

(ε nimmt bis auf etwa 0,10 bei kleinen Belastungen ab; $\sqrt{p_1' v_1'}$ und $\sqrt{p_1 v_1}$ weichen nur um etwa 10 % voneinander ab).

Damit ergibt sich aus Gleichung (18)

$$\alpha' < \alpha \quad \text{und} \quad \frac{p_2'}{p_1'} > \frac{p_2}{p_1}.$$

womit bewiesen ist, daß sich in den letzten Rädern bei Teilbelastungen größere Druckverhältnisse $\frac{p_2'}{p_1'}$ einstellen als bei voller Last. ε ist am kleinsten für die letzte Stufe, nähert sich aber wegen der großen Unterschiede zwischen $\frac{p_2'}{p_1'}$ und $\frac{p_2}{p_1}$ für die letzten Räder schon nach wenigen Stufen dem Werte 1, wodurch dann die Proportionalität zwischen Dampfaufnahme und Druck vor der Stufe hergestellt ist. Dieses Einstellen des Druckes auf den dem Vollastdrucke im Verhältnis der Dampfaufnahmen proportionalen Wert erfolgt unabhängig vom Drucke im Abdampfstutzen, solange dieser unter dem „kritischen Gegendrucke“ (siehe Kapitel: Düsenturbinen) bleibt. Von dem absoluten Werte des Druckes im Abdampfrohr hängt nur die Zahl der Stufen ab, die zwischen dem Abdampfende und demjenigen Leitrade liegen, in dem die Proportionalität eben noch zutrifft. Ist dieser Druck gleich dem kritischen Gegendrucke, so trifft die Proportionalität gerade noch in der ersten Stufe nach dem Drosselventile zu.

Fall II: Die Gleichungen (13) u. (18) sind auch hiefür gültig, wobei nur für α bzw. α' deren Werte für gesättigten Dampf eingesetzt werden müssen (s. Fig. 5). Später durchgeführte Vergleichsrechnungen zeigen, daß die entsprechenden Zustandspunkte bei beiden Belastungen angenähert auf Drosselkurven liegen (siehe die zum Abschnitt II gehörige Fig. 34). Dies verlangt, daß

$$\sqrt{p_1' v_1'} < \sqrt{p_1 v_1}.$$

Für die dem normalen Falle im Überhitzungsgebiet entsprechende Bedingung

$$\frac{G}{p_1} = \frac{G'}{p'}$$

ergibt sich aus Gleichung (7)

$$\alpha' < \alpha \quad \text{und damit} \quad \frac{p_2'}{p_1'} > \frac{p_2}{p_1}.$$

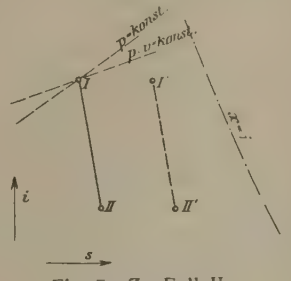


Fig. 7. Zu Fall II.

Diese Ungleichheit der Druckverhältnisse hat zur Folge, daß die Bedingung $\varepsilon = 1$ für mehrere aufeinander folgende Stufen nicht zutreffen kann. Damit sich ein Beharrungszustand für ε einstellt, müssen vielmehr die Druckverhältnisse der aufeinander folgenden Stufen bei beiden Belastungen einander gleich sein, also

$$\frac{p_2'}{p_1'} = \frac{p_2}{p_1} \quad \text{oder} \quad \alpha' = \alpha.$$

Aus Gleichung (18) ergibt sich damit

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{p_1 v_1}}{\sqrt{p_1' v_1'}} = \varepsilon_{\text{norm}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Der sich hieraus bestimmende Wert für ε, der etwas größer als 1 ist, kann als Normalwert angesprochen werden, analog dem Werte 1 im überhitzten Gebiete. Die im Abschnitte II durchgeführten Rechnungen (siehe Kapitel Zöllyturbine) werden diese Verhältnisse noch mehr klarstellen. Die Zahl der Stufen, in denen $\varepsilon = \varepsilon_{\text{norm}}$, hängt auch hier wie bei Fall I vom Drucke im Abdampfstutzen ab. Für die letzten Niederdruckräder gelten bei konstant gehaltenem Druck im Abdampfstutzen ebenfalls die unter Fall I gemachten Bemerkungen.

Fall III: Die Zeunersche Gleichung ergibt bei Anwendung auf Vollast und Teilbelastung

1. $$G = F_2 \cdot \frac{p_1}{\sqrt{p_1 v_1}} \alpha_{\text{ges}}$$

2. $$G' = \varepsilon \cdot G \cdot \frac{p_1'}{p_1} = F_2 \cdot \frac{p_1'}{\sqrt{p_1' v_1'}} \alpha_{\text{überh}}$$

und es resultiert hieraus

$$\frac{\sqrt{p_1 v_1}}{\alpha_{\text{ges}}} = \frac{\varepsilon \cdot \sqrt{p_1' v_1'}}{\alpha_{\text{überh}}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

Für den normalen Fall muß auch hier gelten

$$\frac{p_2'}{p_1'} = \frac{p_2}{p_1}.$$

Der Normalwert für ε bestimmt sich dann in diesem Falle aus

$$\varepsilon_{norm} = \frac{\sqrt{p_1 v_1}}{\sqrt{p_1' v_1'}} \cdot \frac{\alpha_{überh}}{\alpha_{ges}} \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

Beide Quotienten sind größer als 1, um so mehr also ε_{norm} selbst.

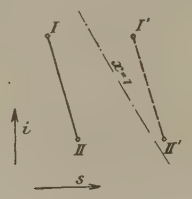


Fig. 8. Zu Fall III.

Die Expansionslinien längs der Turbine liegen gewöhnlich zum Teil im überhitzten, zum Teil im gesättigten Gebiet; die den erörterten drei Fällen entsprechenden Normalwerte für ε stellen sich dann in den entsprechenden Stufen unabhängig voneinander ein, wobei der Übergang von einem zum andern Normalwert allmählich erfolgt.

Ähnliche Beziehungen wie für das Dampfgewicht findet man für das Dampfvolumen und die absolute Austrittsgeschwindigkeit aus dem Leitrad c_1. In allen Fällen, in denen Proportionalität zwischen Dampfgewicht und Dampfdruck zutrifft, gelten auch die Beziehungen

$$V_1 = G \cdot v_1 = V_1' = G' \cdot v_1' = \text{konst.} \quad . \quad . \quad (22)$$

$$c_1 = \text{konst.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Abweichungen von der Proportionalität des Dampfgewichtes entsprechen auch Änderungen des Dampfvolumens und der Geschwindigkeit c_1.

Die Ergebnisse dieser Ausführungen lassen sich kurz dahin zusammenfassen, daß „Proportionalität der Dampfaufnahme mit den Dampfdrücken“ und „Gleichheit des durchströmenden Volumens“ nur für die ständig im Überhitzungsgebiet gelegenen Stufen zutreffen, wobei noch die dem Abdampfende bzw. die dem Schnittpunkt mit der Sättigungslinie $x = 1$ benachbarten Stufen ausgeschlossen werden müssen. Für alle übrigen Stufen der Turbine gelten diese einfachen Beziehungen nur angenähert (zum Vergleiche siehe Berechnung der Zöllyturbine, Abschnitt II). Im übrigen sind diese Ableitungen nur streng richtig, wenn die hier gemachte Annahme zutrifft, daß der prozentuale Energieverlust ζ (siehe Berechnung von n, S. 11) bei allen Betriebsverhältnissen konstant ist. Nach den Versuchsergebnissen, die Huguenin in der Schweizerischen Maschinenbauzeitung 1908, Heft 22/26, veröffentlicht, hat das spezifische Gewicht γ des Dampfes einen bedeutenden Einfluß auf diesen prozentualen Energieverlust. Da diese Frage jedoch noch der endgültigen Klärung bedarf, wurde hier in Übereinstimmung mit dem in der Literatur bis heute üblichen Gebrauche $\zeta = \text{konst.}$ angenommen. Der Strahlungsverlust, der bei verschiedenen Belastungen von veränderlicher Größe ist, bewirkt ebenfalls eine, wenn auch nur unbedeutende Abweichung von den Formeln (15) u. (22).

Wie bei der Curtisturbine, so ist auch hier nur die durch das Leitrad der ersten Stufe gehende Dampfmenge mit der totalen von der Turbine verbrauchten Dampfmenge identisch. In den nachfolgenden Stufen tritt ebenso wie dort ein sog. Nabenverlust auf, der für die verschiedenen Belastungen nach der Formel

$$G_u = \frac{F \cdot w}{v} = \frac{F_2'}{v_2'} \cdot \sqrt{(1 - \zeta_2) \frac{2g}{A} \cdot (i_1 - i_2)}$$

berechnet werden kann. Hierin bedeutet F_2' den engsten Querschnitt des Spaltes, ζ_2 einen Reibungskoeffizienten ($\cong 0{,}7$), v_2' das spezifische Volumen des Dampfes nach dem Spalt und $(i_1 - i_2)$ das adiabatische Wärmegefälle der Stufe. Die entsprechende Formel für das jeweilige, das Leitrad passierende sekundliche Dampfgewicht G lautet

$$G = \frac{F_2}{v_2} \cdot \sqrt{(1 - \zeta_1) \cdot \frac{2g}{A} \cdot (i_1 - i_2)}$$

Diese Gleichung ist nichts anderes als die Zeuner'sche; man braucht nur an Stelle der adiabatischen Expansionsarbeit in cal. $(i_1 - i_2)$ den Ausdruck aus dem pv-Diagramm zu substituieren (siehe Kapitel Zöllyturbine, Abschnitt II).

v_2 und v_2' unterscheiden sich nur sehr wenig, F_2, F_2', ζ_2 u. ζ_2' sind konstante Größen, woraus resultiert, daß das Verhältnis $\frac{G_u}{G}$ ebenfalls konstant ist. Damit ist bewiesen, daß, wie G allein, auch G_u und endlich $(G + G_u)$, das ist die normale Dampfaufnahme der Turbine in den meisten Stufen mit Ausnahme der letzten annähernd proportional dem jeweiligen Dampfdrucke vor der betrachteten Stufe ist. Durch Multiplikation der oben für G_u und G entwickelten Gleichungen mit dem Volumenwerte v_1 ergeben sich Formeln für die durch das Leitrad und den Nabenspalt abströmenden Dampfvolumen pro Zeiteinheit. Ersetzt man in diesen das Wärmegefälle $(i_1 - i_2)$ durch den entsprechenden Ausdruck in p und v, so findet man leicht, daß diese beiden Volumen in irgendeiner von jenen Stufen, für welche Proportionalität zwischen G und p_1 konstatiert wird, bei allen Belastungen konstant blieben. Leider findet sich in der Literatur kein Zahlenmaterial, das zum Vergleiche mit den vorstehenden Resultaten benutzt werden könnte. Es hat dies seinen Grund in den großen Schwierigkeiten, die bei einer genauen Bestimmung der Temperatur des strömenden Dampfes zu überwinden sind; außerdem enthalten die als Dampfverbrauch der Maschine angegebenen Ziffern gelegentlich auch Dampfmengen von konstantem Betrage, die für Nebenzwecke verwendet werden, wie für Abdichtung der Außenstopfbüchse, Betrieb der Steuerung usw. Inwieweit praktische Versuchs-

resultate mit obigem Ergebnisse übereinstimmen, möge aus Ziffern der Zahlentafel 4 ersehen werden, die einer Veröffentlichung der Maschinenfabrik Örlikon entnommen sind (s. „Turbine“ 1909, Heft 23).

Zahlentafel 4.

Druck vor der 1. Stufe p_1	Temp. vor der 1. Stufe t_1	Spez. Volumen v_1	$\lambda = \sqrt{p_1 v_1}$	Dampfaufnahme G	$C = \frac{G}{p_1}$	Abström. Volumen V_1
3,65	258,0	0,6790	1,574	3268	895,5	2217
5,20	253,0	0,4680	1,558	4580	881,0	2144
7,45	257,5	0,3275	1,561	6584	883,5	2155
9,55	271,0	0,2610	1,578	8300	869,5	2168
11,55	280,0	0,2190	1,589	10000	865,5	2188

Gramberg hat ebenfalls experimentell an der von ihm untersuchten Rateauturbine Proportionalität des Dampfgewichtes und Unveränderlichkeit des Volumens für deren erste Stufe festgestellt (siehe Z. d. V. 1909, S. 252). Bei diesen Versuchen wurde das kritische Gegendruckverhältnis dieser Turbine zu etwa 0,25 bestimmt (siehe a. a. O., S. 253).

In der Z. d. V. 1909, S. 673 hat Forner ein Verfahren angegeben, das mit Hilfe der Zeunerschen Formeln den Druckverlauf längs der Turbine annähernd zu ermitteln gestattet. Sobald einmal die Frage der Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von den Betriebsverhältnissen gelöst ist, wird es zweifellos möglich sein, dieses Verfahren so auszubilden, daß der Druckverlauf der Maschine genau vorausberechnet werden kann. Im übrigen ist im Kapitel Zöllyturbine des Abschnittes II der vorliegenden Arbeit eine graphische Methode zur Vorausbestimmung des Druckverlaufes angegeben.

Parsons-Turbine.

Versuche zeigen, daß Proportionalität zwischen Dampfaufnahme und Dampfdruck wie bei der Zöllyturbine auch für die Parsonsturbine mit großer Annäherung zutrifft (siehe Dr. Bär „Die Regelung von Dampfturbinen“, S. 60).

Inwieweit diese experimentelle Tatsache durch Anwendung der Zeunerschen Gleichung erklärt wird, möge aus nachstehender Untersuchung ersehen werden.

Bei der Parsonsturbine wird das Druckgefälle teils im Leit-, teils im Laufrad umgesetzt. Die Laufradkanäle können deshalb ebenso wie die Leitradkanäle als einfache Mündungen angesehen werden. (Der radiale Spalt wird berücksichtigt durch prozentualen Zuschlag zu den Kanalquerschnitten.) Ein Unterschied gegenüber den früher betrachteten Turbinen ergibt sich insoferne, als sowohl in den Leit- als in den Laufrädern eine vom vorhergehenden Lauf- bzw. Leitrad herrührende Geschwindigkeit ausgenutzt wird. (Bei den neueren Oerlikon-Rateauturbinen wird ebenfalls die Austrittsgeschwindigkeit ausgenutzt; es gelten für diese gleichfalls die nachstehenden Bemerkungen.) Die zur Berücksichtigung der in dieser Austrittsgeschwindigkeit enthaltenen Energie modifizierte Zeunersche Gleichung für die erreichte Endgeschwindigkeit schreibt sich z. B. für das Leitrad wie folgt:

$$c_1 = \sqrt{2g \frac{K}{K-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right] + c_2^2} \quad (24)$$

Diese Gleichung führt zu keinen einfachen Beziehungen; daß sie aber der beobachteten Proportionalität zwischen Dampfaufnahme und Druck nicht widerspricht, läßt sich leicht zeigen. Setzt man nämlich

$$c_2 = G \cdot \frac{v_1}{F_1},$$

worin F_1 den Querschnitt, senkrecht zur Richtung von c_2 gemessen, bedeutet, so läßt sich diese Gleichung auch in die Form bringen:

$$c_2 = \frac{G}{p_1} \cdot \frac{p_1 v_1}{F_1}.$$

Die bei Teilbelastung an derselben Stelle auftretende Geschwindigkeit c_2' bestimmt sich analog zu

$$c_2' = \frac{G'}{p_1'} \cdot \frac{p_1' \cdot v_1'}{F_1}.$$

Der erste Ausdruck unter der für c_1 erhaltenen Wurzel erweist sich bei der Zöllyturbine für den normalen Fall im Überhitzungsgebiet mit den Bedingungsgleichungen:

$$p_1 v_1 = p_1' v_1'; \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_2'}{p_1'} \text{ und } \frac{G}{p_1} = \frac{G'}{p_1'}$$

als konstant. Es zeigt sich nun, daß, wie dies aus den oben entwickelten Gleichungen für c_2 und c_2' ersichtlich ist, bei der Parsonsturbine für die gleichen Bedingungen

$c_2 = c_2'$ und damit auch nach Gleichung (24) $c_1 = c_1'$,

d. h. es werden sich bei der Parsonsturbine im normalen Fall in jeder Stufe bei Voll- und bei Teilbelastung wie bei der Zöllyturbine die gleichen Dampfgeschwindigkeiten c_1 einstellen.

Trotz des Zusatzgliedes werden die „Gleichheit des Volumens“ und die „Proportionalität der Dampfaufnahme mit den Dampfdrücken“ auch hier streng gültig sein. Dieselben Überlegungen ergeben auch, daß im Sättigungsgebiet und beim Übergang vom gesättigten auf überhitztes Gebiet diese Beziehungen nur angenähert zutreffen. Die im Abschnitt II später durchgeführten Rechnungen (siehe Kapitel Parsonsturbine) werden diese Folgerungen bestätigen.

Die von der Turbine aufgenommene Dampfmenge fließt nicht vollständig durch die Schaufelung; ein wenn auch nur relativ kleiner Teil entweicht durch die Labyrinthdichtung der Ausgleichkolben Für diesen Undichtigkeitsverlust hat Stodola (siehe „Dampfturbinen“, III. Aufl., S. 211) eine Gleichung entwickelt, die durch die Untersuchungen von Dr. Gensecke an einer Parsonsturbine (Z. f. T. 1909,

S. 118) bestätigt wurde. Nach Stodola berechnet sich dieser Undichtigkeitsverlust zu:

$$G_L = f \cdot \sqrt{\frac{g \cdot K}{z}(p_1^2 - p_2^2)} \qquad [z = \text{Reihenzahl}]$$

worin p_1 und p_2 in Atm., f in m² eingesetzt werden muß und K eine konstante bedeutet. Diese Gleichung kann auch in nachfolgender Form geschrieben werden:

$$G_L = f \cdot p_1 \cdot \sqrt{\frac{g \cdot K}{z}\left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^2\right)}$$

Da erfahrungsgemäß das Verhältnis $\frac{p_2}{p_1}$ wie für die einzelnen Stufen auch für Kombinationen von diesen und damit auch für die Labyrinthdichtungen annähernd konstant bleibt, so gilt mit großer Annäherung $G_L = C \cdot p_1$ und $V_L = C \cdot p_1 \cdot v_1 = \text{konst}$, d. h. die durch die Labyrinthdichtung gehende Dampfmenge erfüllt wie die durch die Schaufelung strömende mit großer Annäherung unsere beiden Regeln. Damit ist auch bewiesen, daß auch für die Summe der beiden Dampfgewichte, d. i. die totale Dampfaufnahme der Turbine bei allen Belastungen diese Beziehungen gelten, wobei der Dampfdruck jeder Stufe, sei es vor dem Leit-, sei es vor dem Laufrad, als Bezugsgröße genommen werden kann. Die in der Nähe des Abdampfstutzens gelegenen Räder müssen aus den bei der Zöllyturbine angegebenen Gründen auch hier ausgeschlossen werden.

Über den kritischen Gegendruck dieser Turbinen ist noch nichts bekannt.

Kombinierte Turbine.

Diese in der neuesten Zeit von fast allen Turbinenfirmen gebaute Maschine enthält im Hochdruckteil eine oder mehrere Curtisstufen, der Niederdruckteil ist entweder nach dem Aktions- oder nach dem Reaktionsprinzip ausgebildet. In bezug auf die Dampfaufnahme verhalten sich die einzelnen Teile einer solchen Turbine wie die betreffenden reinen Turbinentypen, welche in vorstehendem behandelt wurden.

Aus den vorstehenden Ausführungen geht hervor, daß die in der Einleitung angegebenen empirischen Regeln nur unter gewissen Umständen strenge Gültigkeit haben, für alle Betriebsverhältnisse aber angenähert zutreffen; es hat sich weiter gezeigt, daß sie nicht nur für die erste Stufe, sondern auch je nach den Betriebsverhältnissen für eine größere oder kleinere Zahl der nachfolgenden Stufen zutreffen. Zur endgültigen Klärung der Verhältnisse bei den Leitradturbinen bedarf es aber noch eingehender Versuche über die Abhängigkeit der Dampfreibung in den Schaufeln von den Betriebsverhältnissen, insbesondere von der Geschwindigkeit und der Beschaffenheit des Dampfes; bei den Düsenturbinen konnte dagegen das Verhalten der Maschinen vollkommen klargestellt werden, da hier die Dampfaufnahme nur durch den fast reibungslosen konvergenten Teil der Düsen bestimmt wird.

Abschnitt II.

Bestimmung des Dampfverbrauches von Dampfturbinen bei beliebigen Belastungen.

Die Anpassung der Energiezufuhr an die von der Turbine geforderte Leistung ist bei den Dampfturbinen (hierbei wird von speziellen Ausführungen wie Schiffsturbinen abgesehen) einem Regler als Aufgabe zugewiesen, der 1. durch Quantitäts- oder Füllungsreglung, 2. durch Qualitäts- oder Drosselregelung und 3. durch eine kombinierte Füllungs-Drosselregelung wirken kann.

Bei der Füllungsregelung wird der Druck vor der ersten Stufe der Turbine konstant gehalten und der jeweils offene Düsenquerschnitt der nötigen Dampfmenge angepaßt. Eine solche Regulierung war z. B. die früher von der A.E.G. gebaute Stahlbandregulierung. Die Füllungsreglung eignet sich vorzugsweise für Aktionsturbinen, da bei Reaktionsturbinen infolge der teilweisen Beaufschlagung bedeutende Undichtigkeits- und Ventilationsverluste auftreten, die den Wirkungsgrad stark verschlechtern.

Bei der Drosselregulierung bleibt der Querschnitt der ersten Stufe unverändert, die Dampfmenge wird durch entsprechende Verkleinerung des Durchgangsquerschnittes im Einlaßventil eingestellt; sie wird bei der Zölly- und Rateauturbine und bei der Reaktionsturbine bis heute ausschließlich verwendet.

Die kombinierte Regelung, bei der die Zahl der offenen Düsen für große Lastschwankungen sprungweise geändert und die Anpassung der Dampfmenge an die Belastung in kleineren Grenzen durch Herabdrosseln des Dampfdruckes vor den Düsen mit dem Einlaßventil bewerkstelligt wird, kommt nur in Frage bei Turbinen, deren erste Stufe mit Düsen ausgestattet ist, wie bei der Laval-, Curtis- und der sogen. kombinierten Turbine. Wegen der baulichen Verwicklungen, die bei Ausdehnung der Regelung auf mehrere Stufen eintreten, begnügt man sich bei der mehrstufigen Druckturbine im allgemeinen damit, nur die Düsen der ersten Stufe abschaltbar zu machen (Ausnahme: Schulzturbine).

Wie in der Dissertation von Dr. Bär („Die Regelung von Dampfturbinen und ihr Einfluß auf die Energieentwicklung in den einzelnen Druckstufen") eingehend erörtert wird und wie die Versuchsresultate an ausgeführten Maschinen klar zeigen, ist die Füllungs- und die kombinierte Regulierung der Drosselregulierung hinsichtlich der Zunahme des Dampf-

verbrauches pro Leistungseinheit bei Übergang von Vollast auf eine kleinere Last überlegen.

Die übliche Methode der Berechnung der Turbinen besteht darin, daß man die Maschine für eine normale Leistung berechnet, bei der sie den bestmöglichen Wirkungsgrad erhalten soll. Man verschafft sich Aufklärung über die Strömungsverhältnisse in den verschiedenen Stufen und wählt die Winkel und Querschnitte der Schaufelung so, daß an allen Stellen „stoßfreier Eintritt" vorliegt. Bei Teilbelastung stellen sich nun im Innern der Turbine andere Dampfgeschwindigkeiten als bei der normalen Belastung ein, so daß dann mit Auftreten von Stoß bei dem Eintritt des Dampfes in die einzelnen Leit- oder Laufräder zu rechnen ist. Selbst bei der normalen Leistung wird durch die größere oder kleinere Abweichung der in Wirklichkeit auftretenden Reibungswerten von den der Berechnung zugrunde gelegten Werten eine genaue Nachrechnung von Versuchsresultaten nur mit Berücksichtigung der dann auftretenden Stöße möglich sein.

Mit welchen Energieverlusten man nun bei nicht stoßfreiem Eintritt zu rechnen hat, ist aber bis heute für elastische wie für unelastische Medien noch nicht geklärt. In den nachfolgenden Ausführungen habe ich, um dennoch die Berechnung der Turbinen bei Teilbelastung zu ermöglichen, hierfür Annahmen gemacht, die zum größten Teile mit den im Wasserturbinenbau üblichen übereinstimmen.

I. Berücksichtigung des Stoßes bei Aktionsturbinen.

Das Geschwindigkeitsdiagramm (siehe Fig. 9) gibt uns aus der absoluten Eintrittsgeschwindigkeit c_1, dem Neigungswinkel α_1 von c_1 gegen die Horizontale und der normalen Umfangsgeschwindigkeit u als

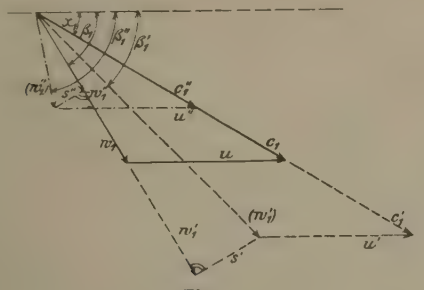


Fig. 9.

Schlußseite des Dreieckes die relative Eintrittsgeschwindigkeit w_1 und im $\sphericalangle \beta_1$, den w_1 gegen die Horizontale bildet, den für stoßfreien Eintritt auszuführenden Schaufelwinkel.

Wir wollen zunächst den allgemeinen Fall betrachten, daß sich u bei Änderung der Belastung ebenfalls nach irgend einem Gesetze ändert.

Nimmt nun c_1 auf c_1' zu, während sich für u die Umfangsgeschwindigkeit u' einstellt, so trifft die relative Eintrittsgeschwindigkeit (w_1') unter dem $\sphericalangle \beta_1'$ auf das Rad; (w_1') zerlegt sich in w_1' unter dem $\sphericalangle \beta_1$ und $s' \perp$ zur Schaufelfläche, welch letztere Komponente durch den Anprall des Dampfstrahles gegen die Schaufelwand verloren geht. Der daraus resultierende Stoßverlust beträgt

$$S' = \frac{A}{2g} s'^2 = \frac{A}{2g} c_1'^2 \cdot \left[\sin(\beta_1 - \alpha_1) - \frac{u'}{c_1'} \sin \beta_1\right]^2$$

Bei Verkleinerung der absoluten Eintrittsgeschwindigkeit c auf einen Wert c_1' erhält man den Stoßverlust analog zu

$$S'' = \frac{A}{2g} s''^2 = \frac{A}{2g} \cdot c_1''^2 \cdot \left[\frac{u''}{c_1''} \sin \beta_1 - \sin(\beta_1 - \alpha_1)\right]^2$$

In beiden Fällen wird der Stoßverlust zu 0, wenn

$$\frac{\sin(\beta_1 - \alpha_1)}{\sin \beta_1} = \frac{u'}{c_1'} = \frac{u''}{c_1''}.$$

Bei Anwendung des Sinussatzes auf das ursprüngliche Geschwindigkeitsdreieck erhält man

$$\frac{\sin(\beta_1 - \alpha_1)}{\sin \beta_1} = \frac{u}{c_1},$$

d. h. bleibt beim Übergang von u und c_1 auf ein anderes Wertepaar u' und c_1' bzw. u'' und c_1'' das Verhältnis $\frac{u}{c_1} = \frac{u'}{c_1'} = \frac{u''}{c_1''}$, so hat man immer stoßfreien Eintritt. Für alle übrigen Fälle erhält man den Stoßverlust nach der Gleichung

$$S = \frac{A}{2g} c_1'^2 \left[\pm \sin(\beta_1 - \alpha_1) \mp \frac{u'}{c_1'} \sin \beta_1\right]^2$$

$+ -$ für $\frac{u'}{c_1'} < \frac{u}{c_1}$ $\quad - +$ für $\frac{u''}{c_1''} > \frac{u}{c_1}$.

Für $\frac{u'}{c_1'} < \left(\frac{u}{c_1}\right)_{\text{norm}}$ wird der Stoßverlust zum Teil als mechanische Arbeit an das Rad abgegeben werden. Doch soll hier in Analogie mit der Behandlung des Problems im Wasserturbinenbau wie auch später bei der Reaktionsturbine angenommen werden, daß in beiden Fällen die in der Stoßgeschwindigkeit enthaltene kinetische Energie vollständig verloren ist. Diese Annahme kann um so eher gemacht werden, als die Stoßverluste bei den Dampfturbinen eine relativ geringe Rolle spielen.

II. Berücksichtigung des Stoßes bei Reaktionsturbinen.

Das für die Reaktionsturbine gültige Geschwindigkeitsdiagramm ist von gleicher Form wie für die Aktionsturbine. Aus c_1 mit dem Leitrad $\sphericalangle \alpha_1$ und u ergibt sich die relative Eintrittsgeschwindigkeit w_1 und mit deren $\sphericalangle \beta_1$ der für stoßfreien Eintritt nötige Schaufelwinkel.

1. $\frac{u'}{c_1'} < \frac{u}{c_1}$. Ändern sich nun c_1 und u auf neue Werte c_1' und u', wofür $\frac{u'}{c_1'} < \frac{u}{c_1}$ ist, so ist die resultierende relative Eintrittsgeschwindigkeit (w_1') unter

einem $\sphericalangle \beta_1'$ geneigt. Der Dampf stößt dann mit einer Geschwindigkeit s' auf die Schaufelwand. Wegen der Kontinuität der Dampfströmung (die hier auftretenden Verdichtungen haben auf das spezifische Volumen wegen der relativ kleinen Energiebeträge

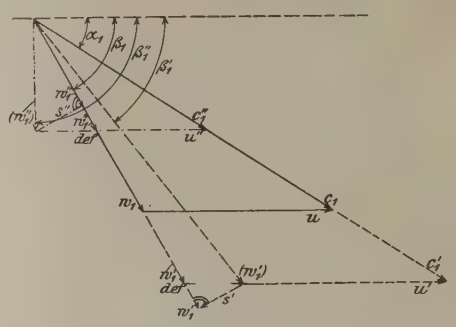


Fig. 10.

fast keinen Einfluß) muß aber die Achsialkomponente der in Richtung des Laufradkanals auftretenden relativen Geschwindigkeit ebenso groß wie diejenige von c_1' sein. w_1' muß deshalb auf $w_{1\,\mathrm{def}}'$ verzögert werden. Wir haben in diesem Falle demnach mit zwei Stoßverlusten zu rechnen.

a) mit dem der Stoßgeschwindigkeit s entsprechenden Verlust $\frac{A}{2g} s'^2$;

b) mit dem der Verminderung von w_1' auf $w_{1\,\mathrm{def}}'$ entsprechenden Verlust $\frac{A}{2g} \cdot (w_1'^2 - w_{1\,\mathrm{def}}'^2)$.

In Wasserturbinenbau pflegt man in diesem Falle anzunehmen, daß ein Teil des unter b) angegebenen Energiebetrages in Form von Druckenergie zurückgewonnen wird. Man rechnet dort als definitiven Energieverlust die Größe $\frac{A}{2g}(w_1' - w_{1\,\mathrm{def}}')^2$. Es wäre nun naheliegend, dieselbe Grundlage auch bei den Dampfturbinen anzunehmen. Stodola fand aber in einem ähnlich gelagerten Fall, nämlich bei einem zylindrischen Rohr mit plötzlicher Erweiterung, (siehe „Dampfturbinen" III. Aufl., S. 69—70), daß beim Übergang in die Erweiterung fast die ganze kinetische Energie des zuströmenden Dampfes verloren ging, ohne daß eine nennenswerte Steigerung des Dampfdruckes erfolgte. Für den hier betrachteten Fall der nach dem Reaktionsprinzip arbeitenden Dampfturbine mit $\frac{u'}{c_{1'}} \quad \frac{u}{c_1}$ möge deshalb der Betrag $\frac{A}{2g}(w_1'^2 - w_{1\,\mathrm{def}}'^2)$ verloren gegeben werden, wodurch sich die Rechnungen sehr einfach gestalten. Im übrigen spielen die Stoßverluste in der Energiebilanz keine sehr große Rolle.

2. $\frac{u''}{c_1''} > \frac{u}{c_1}$. Aus (w_1'') unter dem $\sphericalangle \beta_1''$ ergibt sich nach Abzug der Stoßgeschwindigkeit s'' eine relative Geschwindigkeit w_1'', welche wegen der Kontinuität der Dampfströmung beim Eintritt in das Laufrad auf $w_{1\,\mathrm{def}}''$ beschleunigt werden muß. Es möge angenommen werden, daß $\frac{A}{2g} s''^2$ den totalen Stoßverlust in diesem Falle darstellt, womit dieser ebenso groß wie bei der Aktionsturbine ist. (In beiden Fällen tritt kein Stoß ein, wenn $\frac{u'}{c_1'} = \frac{u''}{c_1''} = \frac{u}{c_1}$.) (Siehe Pfarr „Die Turbinen für Wasserkraftbetrieb" S. 50 bis 57; Dr. Österlen, „Zur Theorie der Franzisturbinen"; Bartl, „Z. d. Öst. Ing.-Ver." 1908, S. 724 bis 744.)

Für die praktisch wichtigste Verwendung der Dampfturbinen, den Antrieb elektrischer Maschinen, wird eine möglichst geringe Änderung der Tourenzahl angestrebt; daher sind in diesem Falle Stoßverluste bei Teilbelastung unvermeidlich.

Zur vollständigen Beantwortung der Frage, wie die Turbine bei Betriebsverhältnissen arbeitet, die von dem Normalzustand, d. h. dem der Berechnung der Turbine zugrunde gelegten abweichen, ist es noch notwendig, die Umsetzung der Energie in den Leitapparaten zu untersuchen.

Verhalten der Düsen.

Bekanntlich werden die Querschnitte an der engsten Stelle und an der Mündung der Düse durch das Druckgefälle, welches die Düse verarbeiten soll und durch die aufzunehmende Dampfmenge bestimmt. Aus der Zeunerschen Gleichung läßt sich, wie dies Dr. Rötscher in seiner Arbeit: „Versuche an einer 2000 PS Riedler-Stumpfturbine" gezeigt hat, leicht folgern, daß das Verhältnis dieser beiden Querschnitte lediglich eine Funktion des Druckverhältnisses $\frac{\text{Anfangsdruck } p_1}{\text{Enddruck } p_2}$ ist. Die Berechnung liefert für verschiedenen Anfangsdruck Düsen von gleicher Form, so lange nur $\frac{p_1}{p_2}$ gleich gehalten wird. Dies ist allerdings nur streng richtig, so lange man Düsen miteinander vergleicht, bei denen der Dampf auf der ganzen Länge der Düse entweder überhitzt oder naß ist. Düsen für naßen Dampf verlangen bei gleichem Druckverhältnis ein größeres Querschnittsverhältnis als Düsen für überhitzten Dampf oder umgekehrt: Düsen, die für nassen Dampf konstruiert sind, verarbeiten bei Anwendung für überhitzten Dampf ein größeres Druckgefälle. Geht der Dampf innerhalb der Düse vom überhitzten in den nassen Zustand über, so liegt das hierfür nötige Querschnittsverhältnis zwischen den Werten für überhitzten und für nassen Dampf.

Zur Berechnung des Erweiterungsverhältnisses $\frac{F_{\max}}{F_{\min}}$ können die nachfolgenden Gleichungen benutzt werden, die in Anlehnung an die Arbeit von Rötscher für den allgemeinen Fall aufgestellt sind, daß die Expansion im divergenten Teil der Düse mit Reibung verbunden ist.

1. Für den Fall, daß die Düse ganz im überhitzten oder ganz im gesättigten Gebiet liegt:

$$\frac{F_{max}}{F_{min}} = \left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{1}{K-1}} \cdot \sqrt{\frac{K-1}{K+1}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n+1}{n}}}}$$

$K = 1{,}333$ resp. $1{,}135$.

n berechnet für einen beliebigen Energieverlust ζ (in Prozenten des adiabatischen Wärmegefälles) nach der Formel

$$\zeta = \frac{K-n}{n \cdot (K-1)}.$$

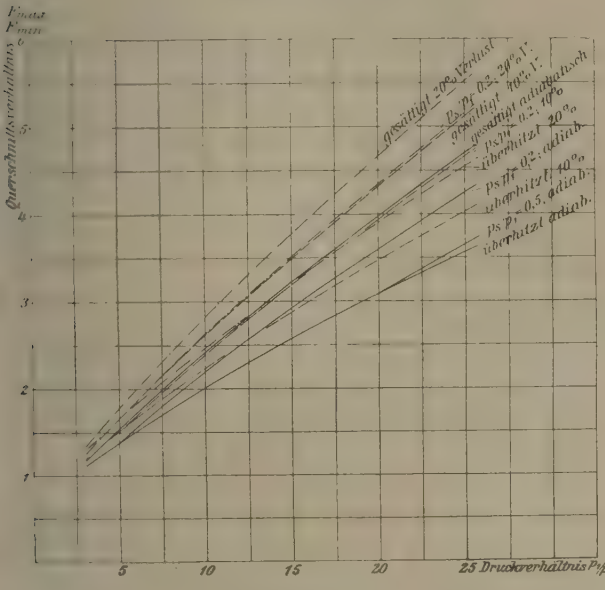


Fig. 11. Dimensionierung der Lavaldüsen. I.

2. Für den Fall, daß der Dampf innerhalb der Düse gesättigt wird:

$$\frac{F_{max}}{F_{min}} = \left(\frac{2}{K_1+1}\right)^{\frac{1}{K_1-1}} \cdot \sqrt{\frac{K_1-1}{K_1+1}} \cdot$$

$$\sqrt{\left(\frac{p_s}{p_1}\right)^{\frac{2}{n_2}} - \left(\frac{p_s}{p_1}\right)^{\frac{n_2+1}{n_2}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{p_s}{p_1}\right)^{\frac{2}{n_1}} - \left(\frac{p_s}{p_1}\right)^{\frac{n_1+1}{n_1}}} \sqrt{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{n_2}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n_2+1}{n_2}}}}$$

$K_1 = 1{,}333.$

Die unter 2. angegebene Gleichung gilt nur angenähert; die streng richtige Behandlung des Problems nach der Methode von Stodola und Dr. Pröll (siehe Abschnitt I) führt zu einem sehr komplizierten Ausdrucke.

p_s ist der Druck im Schnittpunkt der Expansionslinie mit der Linie $x = 1$; n_1 bzw. n_2 sind die Exponenten der Polytropen im überhitzten bzw. gesättigten Gebiet.

Die Fig. 11 und 12 stellen die Abhängigkeit des Düsenerweiterungsverhältnisses $\frac{F_{max}}{F_{min}}$ als Funktion des Druckverhältnisses $\frac{p_1}{p_2}$ dar, es sind Kurven für 0%, 10% und 20% Energieverlust eingezeichnet und zwar sowohl für die Fälle, in denen die Zustandskurve ganz im überhitzten oder ganz im gesättigten Gebiete liegt, als auch dafür, daß der Dampf innerhalb der Düse vom überhitzten in den gesättigten Zustand übergeht (für letzteren Fall die Linien für $\frac{p_s}{p_1} = \text{const.}$)

Versuche an ausgeführten Düsen haben nun gezeigt, daß die Energieumsetzung in den Düsen mit gleich hohem Wirkungsgrad erfolgt, so lange bei den verschiedenen Betriebsverhältnissen das Druckverhältnis auf den Wert eingestellt wird, der dem

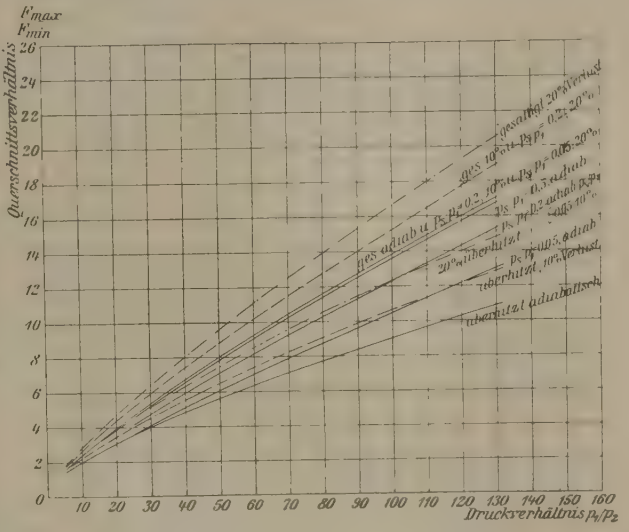


Fig. 12. Dimensionierung der Lavaldüsen. II.

Querschnittsverhältnis nach den Gleichungen entspricht. Büchner usw. haben dann weiter festgestellt: wenn das neue Druckverhältnis $\frac{p_1}{p_2}$ größer ist als das der Berechnung zugrundegelegte, so nützt die Düse das zur Verfügung stehende Druckgefälle nicht ganz aus, sondern nur soweit, als das Querschnittsverhältnis der Düse dies zuläßt. $\left(\frac{p \text{ Mündung}}{p \text{ vor der Düse}} \sim \text{const}\right)$; ist dagegen das neue Druckverhältnis kleiner als der normale Wert, dann expandiert der Dampf innerhalb der Düse unter den Gegendruck; erst gegen die Mündung zu erhöht sich dann der Druck auf den Druck p_2 nach der Düse.

Zahlentafel 5 enthält Versuchswerte an einer Lavaldüse, die der Arbeit von Büchner entnommen sind. Bei der Auswertung bzw. der Berechnung der Austrittsgeschwindigkeit aus der Düse W_{gem} wurde angenommen, daß die Geschwindigkeiten im Mündungsquerschnitt an allen Stellen vollständig gleich sind. Die unter den Rubriken für $\frac{W_{gem}}{W_{ad}}$ bzw. $\frac{W'_{gem}}{W_{ad}}$ angegebenen Zahlenwerte stellen die Werte des sog. Geschwindigkeitskoeffizienten φ dar und sind ein

Maß für den Wirkungsgrad der Energieumsetzung in der Düse.

Fig. 13 und die Zahlentafel 5 lassen erkennen, daß der Wirkungsgrad der Düse lediglich eine Funktion des Druckverhältnisses und unabhängig vom Dampf-

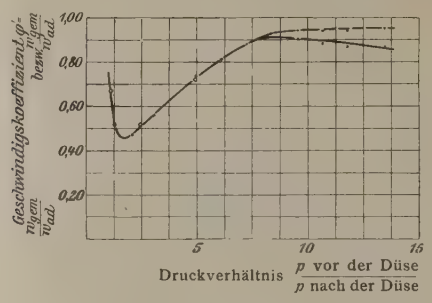


Fig. 13. Änderung der „Geschwindigkoeffizienten" einer Lavaldüse mit dem Druckverhältnis nach den Versuchen von Dr. Büchner [Zahlentafel 5].

+ Versuche 1—5, bezog. auf Druckgefälle in der Düse.
× Versuche 1—10, bezog. auf verfügbares Druckgefälle.
○ Versuche 11—15, bezog. auf verfügbares Druckgefälle.

bei Vergrößerung des Arbeitsdruckverhältnisses $\frac{p_1}{p_2}$ nur langsam ab, während er bei Verkleinerung von $\frac{p_1}{p_2}$ sehr rasch sinkt. Daß diese Tatsache im Dampfturbinenbau schon längst bekannt ist, geht aus einer Bemerkung hervor, die ich einem amerikanischen Buche (Moyer's „Steam Turbines", New York, John

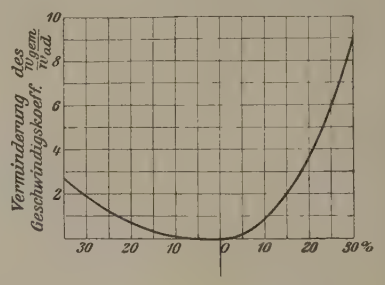


Fig. 14. Kurve von Moyer.

Zahlentafel 5. Versuche an Lavaldüsen (Dr. Büchner).

Versuche Nr. 1—10: variabler Anfangs- und konstanter Gegendruck.
Versuche Nr. 11—15: konstanter Anfangs- und variabler Gegendruck. $x_1 = 1$

Versuch Nr.	Dampfdruck vor der Düse p_1 Atm. abs.	Dampfdruck nach der Düse p_2 Atm. abs.	Verhältnis $\frac{p_1}{p_2}$	Gemessenes Ausflußgewicht G_{gem} g/sec	Berechnete Geschwindigkeit w_{gem} m/sec	Adiab. Wärmegefälle $i_1 - i_2$ cal	Theor. Geschwindigkeit w_{ad} m/sec	Geschwindigkeitsverhältnis $\frac{w_{gem}}{w_{ad}}$	Mündungsdruck p_{mdg}	Adiab. Wärmegefälle in der Düse $i_1 - i_{mdg}$	Theor. Geschwindigkeit w'_{ad} m/sec	Geschwindigkeitsverhältnis $\frac{w_{gem}}{w'_{ad}}$
1	12,80	0,96	13,35	22,95	817	105,7	942	0,868	1,57	87,4	856	0,954
2	11,28	0,96	11,78	20,37	795	100,5	918	0,866	1,44	85,4	845	0,941
3	10,36	0,97	10,68	18,72	795,5	96,8	901	0,883	1,31	85,6	846	0,941
4	9,24	0,97	9,53	16,77	794	92,0	878	0,904	1,16	84,9	843	0,942
5	8,24	0,99	8,33	15,00	779	86,8	854	0,911	1,07	83,6	837	0,929
6	7,14	0,99	7,22	13,05	725	81,0	824	0,880	0,99	81,0	824	0,880
7	6,10	1,00	6,10	11,20	636	73,5	784	0,811	1,00	73,5	784	0,811
8	5,08	1,02	4,97	9,38	533	65,6	724	0,736	1,02	65,6	724	0,736
9	3,13	1,02	3,07	5,86	347	45,7	618	0,562	1,02	45,7	618	0,562
10	2,07	1,02	2,03	3,93	234	29,5	497	0,471	1,02	29,5	497	0,471
11	10,30	2,09	4,93	18,18	541	67,5	751	0,72	2,09	67,5	751	0,72
12	10,33	4,22	2,46	18,66	299,5	39,5	576	0,52	4,22	39,5	576	0,52
13	10,38	6,46	1,61	18,50	193,5	21,1	420,5	0,46	6,46	21,1	420,5	0,46
14	10,35	8,18	1,26	18,65	156	10,7	300	0,52	8,18	10,7	300	0,52
15	10,34	9,44	1,10	18,94	124,5	4,1	185,5	0,67	9,44	4,1	185,5	0,67

zustande vor der Düse ist. Aus dem Verlauf der Kurve geht weiter hervor, daß für ein Druckververhältnis $\frac{p_1}{p_2}$, das kleiner als der Wert ist, für den die Düse dimensioniert ist, der Wirkungsgrad rasch abnimmt bis zu einem Druckverhältnis, bei dem sich eben noch innerhalb der Düse der kritische Druck mit den große Verluste herbeiführenden Schallschwingungen einstellt. Läßt man das Druckverhältnis noch kleiner werden, so nimmt der Wirkungsgrad wieder zu, die Düse verhält sich immer mehr wie eine einfache Rohrleitung. Außerdem zeigt das Diagramm eine höchst wichtige Erscheinung, die für den Turbinenbau von größter Bedeutung ist. Der Wirkungsgrad der Düse nimmt gemäß der Kurve

Wiley and Sons, 1908) entnehme. Moyer sagt auf S. 49 seines Buches: Eine geringe „Unterexpansion" ist besser als eine „Überexpansion" von demselben Betrage. Unter „Unterexpansion" versteht er eine Expansion, bei der die Drücke in der Düse durchwegs höher als der Gegendruck sind; bei der „Überexpansion" sinkt der Druck innerhalb der Düse unter den Wert des Druckes nach der Düse. Moyer gibt dort auch eine Kurve für den Geschwindigkeitsverlust in seiner Abhängigkeit von dem Maße der „Unter- bzw. Überexpansion". Die Bezeichnung der Koordinaten des Diagramms ist nicht klar. Doch läßt sich aus dem begleitenden Text und einem Vergleiche mit den Büchnerschen Versuchsergebnissen schließen, daß die Abszissen des Diagramms der

jeweiligen prozentuellen Abweichung des ausgeführten Erweiterungsverhältnisses $\frac{F_{max}}{F_{min}}$ von demjenigen Werte, für welchen die Düse mit dem Höchstwert des Geschwindigkeitskoeffizienten respektive des Wirkungsgrades arbeitet, und die Ordinaten der jeweiligen Verringerung des Geschwindigkeitskoeffizienten entsprechen. Allerdings muß hier erwähnt werden, daß sich nach Büchner durchwegs höhere Werte für diese Abnahme des Geschwindigkeitskoeffizienten errechnen, doch sagt Moyer, daß seine Kurve von verschiedenen europäischen und amerikanischen Firmen angewendet sind. Da in der Literatur außer dem Büchnerschen kein weiteres, in dieser Hinsicht verwertbares Versuchsmaterial zu finden ist, möge deshalb in den nachstehenden Rechnungen von der Moyerschen Kurve (siehe Fig. 14) Gebrauch gemacht werden. Inwieweit man das Verhalten der Düsen bei der Konstruktion der Turbinen zweckmäßig berücksichtigen kann, wird bei den für die einzelnen Typen durchgerechneten Beispielen noch erörtert werden.

Verhalten der Schaufelleitapparate.

Diese passen sich als einfache Mündungen bei Änderung der Betriebsverhältnisse den neuen Druckgefällen vollständig an, solange das Druckverhältnis $\frac{p_1}{p_2}$ unter dem kritischen Werte bleibt (siehe Weyrauch, Wärmetheorie II, S. 308 bis 309), und es wird gewöhnlich angenommen, daß der Wirkungsgrad der Umsetzung konstant ist. Ob dies zutrifft, ist indessen zweifelhaft; wahrscheinlich wird der Wirkungsgrad von dem Zustand des Dampfes (γ = spezifisches Gewicht) und von der Dampfgeschwindigkeit abhängig sein (siehe auch in Abschnitt I, Zoellyturbine). Doch sind die Verhältnisse noch nicht geklärt und es soll deshalb in nachstehenden Rechnungen angenommen werden, daß der Geschwindigkeitsverlust im Leitapparat bei allen Betriebsverhältnissen konstant ist.

Es soll nun nach diesen Voruntersuchungen an die eigentliche Aufgabe dieses Abschnittes herangetreten werden: den Einfluß der Belastung auf den spezifischen Dampfverbrauch bei den Turbinen der verschiedenen Systeme zu untersuchen. Zur Berechnung der Turbinen bediene ich mich der von Dr. Deinlein in seiner Dissertation entwickelten, auf der weitgehenden Benutzung des J-S-Diagramms beruhenden Methoden, werde aber zum Teil, z. B. bei der Berechnung der Parsonsturbine und bei der Verteilung der Wärmegefälle, auf die einzelnen Stufen neue Wege einschlagen.

Lavalturbine.

A. Berechnung der Turbine bei Vollast.

Die zu berechnende Turbine soll mit Dampf von 11 Atm. abs. und 300° C bei einem Kondensatordruck von 0,10 Atm. abs. arbeiten und 300 eff. PS an der Vorgelegswelle leisten.

Das adiabatische Wärmegefälle bestimmt sich aus dem *J-S*-Diagramm zu $\Phi_0 = 193{,}0$ Kal. Bei einem Düsenverlust von $\zeta = 0{,}12$ der verfügbaren Energie resultiert hieraus eine absolute Eintrittsgeschwindigkeit in das Laufrad

$$c_1 = \sqrt{(1-\zeta)\frac{2g}{A}\cdot\Phi_0} = 1192 \text{ m}.$$

Es läßt sich nun das Geschwindigkeitsdreieck zeichnen (siehe Fig. 15), wobei der Düsenneigungswinkel α_1 zu 20°, der Schaufelwinkel am Eintritt und der am Austritt einander gleich und zu 30° angenommen wurden.

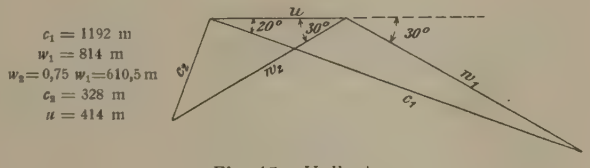


Fig. 15. Vollast.

Das den Wirkungsgrad bestimmende Verhältnis $\frac{u}{c_1}$ findet sich zu 0,348, welcher Wert erfahrungsgemäß recht günstig ist (Bestimmung des Wertes von $\frac{u}{c_1}$ für $\eta_e = \max$ möglich nach der Methode Banki, Z. d. V. 1904).

Man kann nun die Arbeitsbilanz für die Ausnutzung des Wärmegefälles in der Düse und in der Schauflung aufstellen.

Bilanz:

Totales Wärmegefälle . . . $\Phi_0 = 193{,}0$ Kal.

ab Verluste:

1. Düsenverlust (12 %) . . . = 23,15 „
2. Dampfreibungsverlust innerhalb des Laufrades
   $= \frac{A}{2g}[w_1^2 - w_2^2]$ . . . . = 34,85 „
3. Austrittsverlust $\frac{A}{2g}c_2^2$ . . . = 12,85 „

Summe der Verluste ΣV . . . = 70,85 Kal.

Damit berechnen sich nun die Wirkungsgrade

$$\eta_i = \eta_{\text{Schauflg + Düse}} = \frac{\Phi_0 - \Sigma V}{\Phi_0} = \frac{A L_i}{\Phi_0} = 0{,}633$$

$$\eta_{\text{Schauflg}} = \frac{A L_i}{\Phi_0 - 0{,}12\,\Phi_0} = 0{,}719.$$

Der Dampfverbrauch pro PS_i/Std., d. i. der Dampfverbrauch für die Leistungseinheit, am Radumfang gemessen, bestimmt sich zu

$$D_i = \frac{632}{A L_i} = 5{,}17 \text{ kg}.$$

Die Leistung in PS_i, mit N_i bezeichnet, umfaßt außer der geforderten effektiven Leistung an der Vorgelegswelle $N_e = 300$ PS den Zahnräderreibungs-

verlust (geschätzt auf 4% = 12 PS), den Lagerreibungsverlust (1% = 3 PS) und die Radreibung im Dampfe (berechnet nach der Stodolaschen Gleichung mit $\beta = 6$, $u = 414$ m und $n = 10500$ zu

$$N_r = \beta D^2 \frac{u^3}{10^6} \cdot \gamma = 16{,}4 \text{ PS}).$$

$$N_i = N_e + 12 + 3 + 16{,}4 = 331{,}4 \text{ PS}.$$

Hieraus ergibt sich der mechanische Wirkungsgrad $\eta_m = \frac{N_e}{N_i} = 0{,}907$ und der totale Wirkungsgrad der Turbine $\eta_{tot} = \eta_t \cdot \eta_m = 0{,}573$, was einem Werte für den Dampfverbrauch pro PS_e/Std. entspricht

$$D_e = \frac{632}{\eta_{tot} \cdot \Phi_0} = 5{,}72 \text{ kg}.$$

Das hiernach für Vollast nötige sekundliche Dampfgewicht $G_{sek} = \frac{N_e \cdot D_e}{3600} = 0{,}478$ kg verlangt Düsenquerschnitte von 336,5 qmm, an der engsten Stelle gemessen und von 5410 qmm an der Mündung. Diese Querschnitte sollen auf 8 gleiche Düsen verteilt werden. Außerdem sollen für Überlastung noch zwei weitere gleiche Düsen vorgesehen werden.

B. Berechnung der Turbine bei Halblast.

Die Düsen der Lavalturbine sind so eingerichtet, daß jede einzelne mit einem von Hand zu bewegenden Ventil geöffnet oder geschlossen werden kann. In der Hauptdampfleitung zur Düsenkammer sitzt dann noch ein Drosselventil, das der Kontrolle des Regulators unterstellt ist und von diesem aus betätigt wird. Überläßt man z. B. beim Übergang von $^1/_1$-Last auf $^1/_2$-Last die Turbine sich selbst, so wird durch den Regulator das Drosselventil so weit geschlossen, daß der Druck vor den Düsen gerade der nunmehr erforderlichen kleineren Dampfmenge entspricht. Dies ist der Fall der reinen Drosselregulierung. Schließt man nunmehr einzelne Düsen ab, so muß bei unveränderter Belastung für die annähernd gleiche Dampfmenge wegen der kleineren Zahl der offenen Düsen ein größerer Dampfdruck vor den Düsen vom Drosselventil eingestellt werden, das Drosselventil muß wieder mehr geöffnet werden; hier haben wir es mit einer kombinierten Füllungs- und Drosselregelung zu tun. Für einzelne Belastungen wird es möglich sein, die Düsenzahl so abzugleichen, daß das Drosselventil eben ganz geöffnet ist. Wie schon in der Einleitung ausgeführt, arbeitet die kombinierte Regelung ökonomischer als die reine Drosselregelung, was die nachfolgenden Rechnungen ebenfalls zeigen werden.

a) Drosselregulierung.

Der Dampfverbrauch pro PS_e/Std. beträgt nach der Erfahrung bei $^1/_2$-Last etwa um 25% mehr als bei Vollast, woraus sich das für Halblast nötige sek. Dampfgewicht berechnet zu

$$G_{\text{sek } ^1/_2 \text{ Last}} = \frac{1{,}25 \cdot G_{\text{sek } ^1/_1 \text{ Last}}}{2} = 0{,}299 \text{ kg}$$

und damit der Dampfverbrauch pro Stunde

$$D = 3600\, G_{sek} = 1076 \text{ kg}.$$

Unter der Annahme, daß der Dampfzustand vor dem Drosselventil gleich bleibt und unter Vernachlässigung des Strahlungsverlustes gilt nach den Ausführungen des Abschnittes I die Gleichung

$$G = C \cdot p_1,$$

worin p_1 den Druck hinter dem Ventil bzw. den Druck in der Düsenkammer und C eine Konstante bedeutet. Der bei 1076 kg pro Stunde sich einstellende Druck bestimmt sich dann zu

$$p_1 = \frac{1076}{300 \cdot 5{,}72} \cdot 11 = \frac{D}{D_{\text{Voll}}} \cdot p_{1\,\text{Voll}} = 6{,}88 \text{ kg/qcm abs.}$$

Die Düsen, die bei Vollast ein Druckgefälle von 11 auf 0,1 Atm. $\left(\frac{p_1}{p_2} = 110\right)$ verarbeiteten, müssen nunmehr ein solches von 6,88 Atm. auf 0,1 Atm. $\left(\frac{p_1}{p_2} = 68{,}8\right)$ ausnutzen.

Um die Düsenverluste, die — nach den Darlegungen in der Einleitung dieses Abschnittes — sehr stark wachsen, wenn die Düse für das vorliegende Druckgefälle zu groß ist, in erträglichen Grenzen zu halten, soll die Düse im vorliegenden Falle mit einem um 17,5% geringeren Erweiterungsverhältnis (bezogen auf die Fläche) konstruiert werden als dem Vollastdruckgefälle nach den Gleichungen entspricht. Es möge weiter angenommen werden, daß die für Vollast oben durchgeführte Rechnung auch für die geänderten Düsen ihre Gültigkeit behält; es setzt dies voraus, daß der Dampf infolge der Expansion im Spalt schon am Eintritt in das Laufrad den Kondensatordruck angenommen hat.

Die ausgeführte Düse weist nach Annahme bei dem Vollastdruckverhältnis $\frac{p_1}{p_2} = 110$ einen Energieverlust von 12% auf, was einem Geschwindigkeitskoeffizienten von $\varphi = 0{,}938$ entspricht; der mit der Düse erreichbare maximale Wert von φ beträgt dann nach Moyer (Fig. 14) $0{,}938 + 0{,}005 = 0{,}943$ und dementsprechend der Minimalwert des Energieverlustes 11,2%. Sollte die Düse diesen Höchstwert des Geschwindigkeitskoeffizienten $\varphi_{max} = 0{,}943$ bei dem Vollastdruckverhältnis $\frac{p_1}{p_2} = 110$ haben, so müßte sie, wie aus Fig. 12 hervorgeht, ein Erweiterungsverhältnis von $\frac{F_{max}}{F_{min}} = 14{,}55$ erhalten. (Zur Bestimmung dieses Wertes von $\frac{F_{max}}{F_{min}}$ ist außer $\frac{p_1}{p_2}$ und ζ noch der Wert von $\frac{p_s}{p_1}$ nötig, welch letztere Ziffer mit Hilfe der im J-S-Diagramm eingezeichneten Expansionskurve erhalten wird.)

Nach Annahme soll die Düse um $17\,^1/_2$% kleiner werden, so daß sie mit einem Werte von $\frac{F_{max}}{F_{min}} = 0{,}825 \cdot 14{,}55 = 12{,}01$ ausgeführt wird. Bei dem

für Halblast sich einstellenden Druckverhältnis von $\frac{p_1}{p_2} = 68{,}8$ müßte aber die Düse zur Erreichung des Höchstwertes des Geschwindigkeitskoeffizienten, welcher für alle Druckverhältnisse konstant und in unserem Falle gleich 0,943 angenommen werden soll, ein Erweiterungsverhältnis $\frac{F_{max}}{F_{min}} = 9{,}71$ erhalten. Es resultiert daraus, daß die Düse mit dem ausgeführten Werte von $\frac{F_{max}}{F_{min}} = 12{,}01$ für diesen Fall um 23,8% zu groß ist, was nach der Moyerschen Kurve einem Geschwindigkeitskoeffizienten $\varphi = 0{,}943 - 0{,}053 = 0{,}890$ und einem Düsenverlust von 20,8% entspricht.

Das adiabatische Wärmegefälle bestimmt sich zu 177,8 Kal., der Düsenverlust zu $0{,}208 \cdot 177{,}8 = 37{,}0$ Kal. und damit $c_1 = 1086$ m.

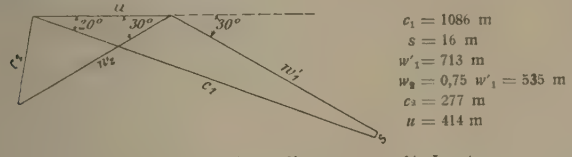


Fig. 16. Drosselregulierung ∾ ½-Last.

Die Arbeitsbilanz schreibt sich dann wie folgt

zur Verfügung stehendes Wärmegefälle	$\Phi_0 = 177{,}8$ Kal.
ab Verluste:	
1. Düsenverlust	$= 37{,}0$ „
2. Stoßverlust beim Eintritt in das Rad $= \frac{A}{2g} s^2$	$= 0{,}03$ „
3. Reibungsverlust beim Durchgang durch die Schaufel $= \frac{A}{2g}(w'^2_1 - w_2^2)$	$= 26{,}52$ „
4. Austrittsverlust $= \frac{A}{2g} c_2^2$ . .	$= 9{,}17$ „
Summe der Verluste ΣV . . .	$= 72{,}72$ Kal.

Daraus erhält man:

$$\eta_i = \frac{A L_i}{\Phi_0} = \frac{\Phi_0 - \Sigma V}{\Phi_0} = 0{,}590$$

und

$$\eta_{\text{Schaufig}} = \frac{A L_i}{\Phi_0 - 0{,}208\,\Phi_0} = 0{,}746$$

bei einem Verhältnis $u/c_1 = 0{,}381$, woraus sich der Dampfverbrauch pro PS$_i$/Stunde ergibt zu

$$D_i = \frac{632}{A L_i} = 6{,}02 \text{ kg}.$$

Mit Hilfe der mechanischen Verluste

1. Radreibung im Dampfe .	$N_r = 15{,}3$ PS
2. Lagerreibung	$= \sim 3{,}0$ „
3. Zahnradreibung	$= \sim 10{,}0$ „
in Summe	$\rightleftharpoons 28{,}3$ PS

findet man $\eta_{\text{mech}} = 0{,}841$; $\eta_{\text{tot}} = 0{,}497$ und

$D_e = \frac{632}{\eta_{\text{tot}} \cdot \Phi_0} = 7{,}15$ kg (25,0% Zunahme wie angenommen).

b) Kombinierte Regulierung.

Überschlagsrechnungen ergeben, daß der Dampfverbrauch pro PS$_e$/Std. in diesem Falle zwischen Voll- und Halblast um etwa 9% wächst. Hierfür sind von den vorhandenen 10 Düsen zweckmäßig nur mehr 5 Stück gegenüber 8 bei Vollast offen zu halten. Der vom Drosselventil einzustellende Dampfdruck vor den Düsen berechnet sich dann wie oben zu

$$p_1 = \frac{1{,}09}{2} \cdot p_{1\,\text{Voll}} \cdot \frac{8}{5} = 9{,}59 \text{ kg/qcm abs.}$$

Der Faktor $\frac{8}{5}$ rührt von der Verkleinerung des Düsenquerschnittes in diesem Verhältnis her. Das neue Druckverhältnis von $\frac{p_1}{p_2} = 95{,}9$ bedingt einen Düsenverlust von 11,4%.

Aus dem zur Verfügung stehenden Wärmegefälle $\Phi_0 = 188{,}2$ Kal. erhält man $c_1 = 1182$ m und $u/c_1 = 0{,}350$.

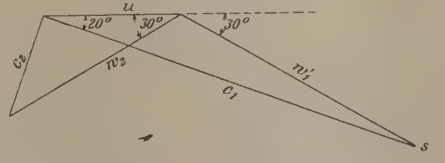


Fig. 17. Kombinierte Regulierung ∾ ½-Last.

Aus der Arbeitsbilanz:

Adiabatisches Wärmegefälle	$\Phi_0 = 188{,}20$ Kal.
ab Verluste: 1. Düsenverlust . . .	$= 21{,}45$ „
2. Stoßverlust . . .	$\cong 0{,}00$ „
3. Schaufelreibungsverl.	$= 33{,}90$ „
4. Austrittsverlust . .	$= 12{,}30$ „
Summe der Verluste ΣV	$= 67{,}65$ Kal.

ergibt sich die ind. Arbeit

$$A L_i = \Phi_0 - \Sigma V = 120{,}55 \text{ „}$$

und aus den Wirkungsgraden:

$\eta_i = 0{,}6405$ $\quad$ $\eta_{\text{Schaufig}} = 0{,}723$

$\eta_{\text{mech}} = 0{,}837$ $\quad$ $\eta_{\text{tot}} = 0{,}536$

der Dampfverbrauch pro PS$_e$-Std. $D_e = 6{,}26$ kg.

Hier müßte eine Nachrechnung wegen der Abweichung des berechneten Wertes für D_e von der Annahme durchgeführt werden; es stellt sich jedoch heraus, daß die Änderung von D_e nur gering ist, so daß 6,26 kg als das endgültige Ergebnis angenommen werden kann.

Die Ergebnisse der beiden Rechnungen, 7,15 kg pro PS/Std. bei Halblast für Drosselregulierung und 6,26 kg für kombinierte Regulierung, zeigen auffällig den bedeutenden Unterschied der beiden Regulierungsarten hinsichtlich der erzielten Ersparnis. Der Unterschied zwischen den beiden Ziffern könnte allerdings wesentlich vermindert werden, wenn die Düsen mit noch kleinerem Erweiterungsverhältnis $\frac{F_{max}}{F_{min}}$ ausgeführt würden, z. B. derart, daß dessen Wert um 25% und mehr unter dem für das Vollastdruckverhältnis theoretisch notwendigen Werte liegt.

Dabei müßte allerdings eine nicht unbedeutende Verschlechterung des Dampfverbrauches bei Vollast in Kauf genommen werden. Bei der Konstruktion auszuführender Maschinen rechnet man von vornherein mit der Anwendung der kombinierten Regelung und für die hierbei auftretenden Kleinstwerte des Arbeitsdruckverhältnisses sind am besten Düsen mit nur etwa 15 bis 20 % Mindererweiterung zu verwenden.

Der große Unterschied zwischen den für beide Regulierungsarten festgestellten Dampfverbrauchsziffern rührt davon her, daß bei der Drosselregulierung einerseits das adiabatische Gefälle noch

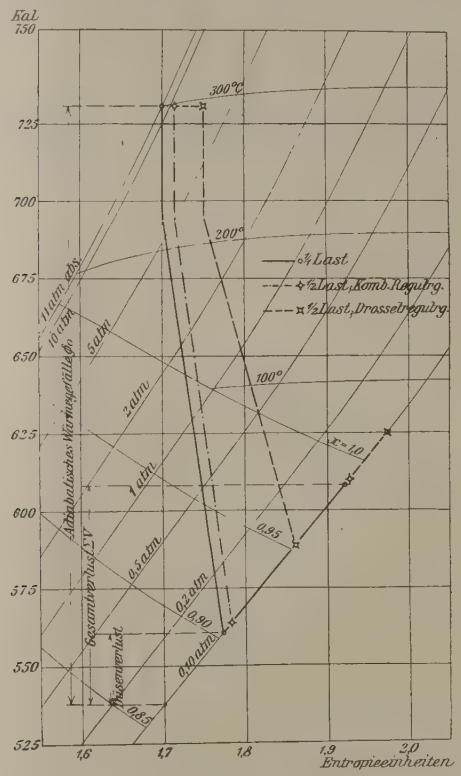


Fig. 18. Laval-Turbine.
(*J-S*-Diagramm.)

stärker als bei der kombinierten Regulierung reduziert wird, und daß anderseits mit der gleichzeitig eintretenden bedeutenden Verminderung von $\frac{p_1}{p_2}$ auch noch der Düsenwirkungsgrad abnimmt. Die Fig. 18, welche eine Darstellung der Expansionskurven bei $^1/_1$ Last und $^1/_2$ Last für beide Regulierungsarten enthält, zeigt sehr deutlich die bei der Drosselregulierung eintretende erhebliche Verminderung des adiabatischen Wärmegefälles und des Düsenwirkungsgrades, welch letzterer Umstand in einer größeren Abweichung der Düsenexpansionslinie von der Adiabaten zum Ausdruck kommt. Sie läßt ebenso erkennen, daß bei der kombinierten Regelung das Wärmegefälle zwar auch etwas abnimmt, dafür aber der Düsenwirkungsgrad erhöht wird. Ausgleichend auf die für Drossel- und kombinierte Regelung erhaltenen Dampfverbrauchszahlen wirkt nur der Umstand, daß durch die mit der Verkleinerung von Φ_0 verbundene Zunahme des Wertes von $\frac{u}{c_1}$ der Schaufelungswirkungsgrad $\eta_{\text{Schauflg.}}$ erhöht wird.

In Fig. 19 ist $\eta_{\text{Schauflg.}}$ als Funktion von $\frac{u}{c_1}$ aufgetragen und man erhält so ein Stück der bekannten

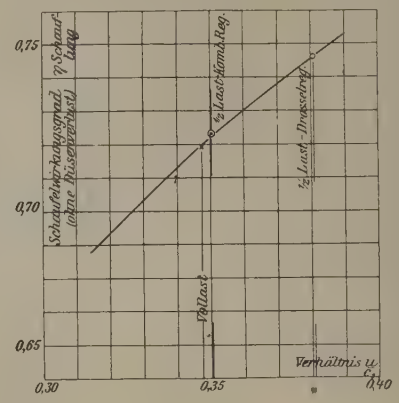


Fig. 19.

parabelförmigen Wirkungsgradkurve für die einstufige Druckturbine, die bei

$$\frac{u}{c_1} = \frac{1}{2}\cos\alpha_1$$

den Maximalwert von $\eta_{\text{Schauflg.}}$ hat. Bemerkenswert ist, daß eine Zunahme von $\frac{u}{c_1}$ nur dann eine Vergrößerung von $\eta_{\text{Schauflg.}}$ herbeiführt, wenn

$$\frac{u}{c_1} < \frac{1}{2}\cos\alpha,$$

d. h. die den Betriebsverhältnissen entsprechenden

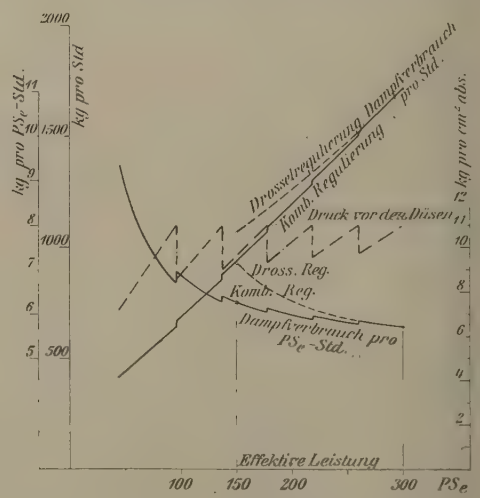


Fig. 20. Laval-Turbine.

Punkte auf dem aufsteigenden Ast der Wirkungsgradkurve liegen. Bei Werten von

$$\frac{u}{c_1} \frac{1}{2}\cos\alpha_1$$

bedingt die bei Entlastung der Turbine auftretende Zunahme von $\frac{u}{c_1}$ eine Verringerung von $\eta_{\text{Schauflg.}}$

In der gleichen Weise wie für Voll- und Halblast wurde für eine Reihe von Leistungen der jeweilige Dampfverbrauch ermittelt. Fig. 20 enthält eine auf Grund dieser Rechnungsergebnisse gezeichnete Darstellung der Abhängigkeit des stündlichen Dampfverbrauches D einerseits und des spezifischen Dampfverbrauches D_e anderseits von der effektiven Leistung N_e. Die gestrichelten Linien entsprechen der Drosselregulierung, die ausgezogenen der kombinierten Regulierung, wobei zu bemerken ist, daß die für letztere erhaltenen Kurvenzüge sich aus einer Reihe von Teildrosselkurven zusammensetzen. Jede Abschaltung einer Düse äußert sich im Diagramm durch einen sprungartigen Übergang von einer Teildrosselkurve zur andern. Die beiden Kurven für $D_e = f(N_e)$ zeigen, wie durch Abschaltung der Düsen, d. h. durch die kombinierte Regelung eine für die Verwendung der Turbine erwünschte

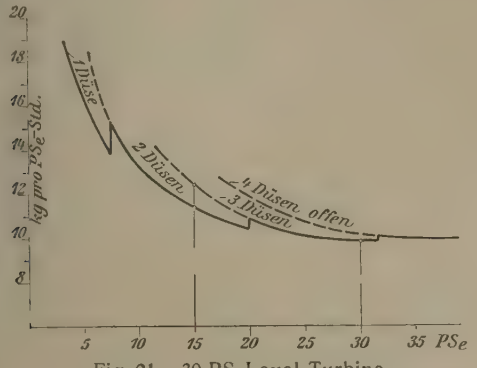


Fig. 21. 30 PS Laval-Turbine.
Versuche [Lea und Meden, Proc. Inst. Mech. Eng. 1904 Juni, S. 709.]
9,85 Atm. abs., $x = 1$ vor Ventil; 0,152 Atm. abs. nach Turbine.

Zunahme des D. V. pro PS_e-Std. von $^1/_1$—$^1/_3$ Last
bei Drosselregulierung um 26,6 %
bei komb. Regulierung um 16,3 %

flache Kurve erzielt wird. Die Verbindungslinie der unteren Spitzen entspräche einer reinen Füllungsregelung (oder nach Lasche, Z. d. V. 1909, S. 653, der sog. „idealen Regulierung"). Vom betriebstechnischen Standpunkte aus ist eine möglichste Annäherung an diese Kurve erwünscht, wozu ein Mittel in der Verwendung vieler Düsen gegeben ist; doch zwingen bauliche Gründe, die Düsenzahl auf höchstens zehn zu beschränken. Diese Zahl wurde auch für das durchgerechnete Beispiel angenommen. Zum Beweise dafür, daß die durch unsere Rechnungen gewonnene Dampfverbrauchskurve dem Verhalten der Lavalturbine trotz der Unsicherheit der Annahmen mindestens angenähert entspricht, sind in den Fig. 21 u. 22 solche Kurven wiedergegeben, die an ausgeführten Maschinen durch Versuche festgestellt wurden. Zu diesen Darlegungen ist noch zu bemerken, daß bei allen Turbinen die prozentuale Zunahme von D_e bei Übergang von Vollast auf eine geringere Belastung außer von der Größe der Maschine und der Dimensionierung der Düsen auch von dem Betrage des in der Maschine umgesetzten Wärmegefälles einerseits und von dem für den Volllastbetrieb geltenden Durchschnittswert von $\frac{u}{c_1}$ anderseits abhängig ist. Beim Vergleich verschiedener Maschinen muß deshalb der Einfluß dieser Größen berücksichtigt werden. Es dürfen nur solche Turbinen miteinander verglichen werden, bei denen die Werte dieser Größen übereinstimmen.

Curtisturbine.

Die Turbine soll eine Leistung von 1000 PS_e haben und mit Dampf von 13 Atm. abs. und einer Temperatur von 300° C betrieben werden; der Kondensatordruck betrage 0,08 Atm. abs.

A) Berechnung der Turbine bei Vollast.

Aus den angegebenen Ziffern für den Dampfzustand vor und nach der Turbine ergibt sich ein von der Turbine auszunutzendes adiabatisches Wärmegefälle $\Phi_0 = 204{,}5$ Kal.

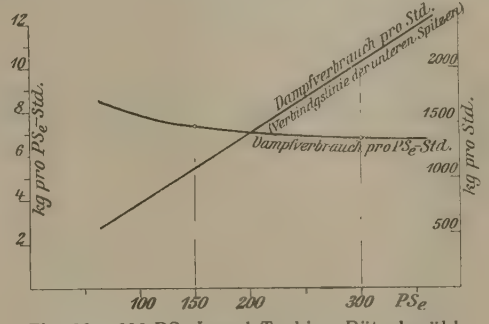
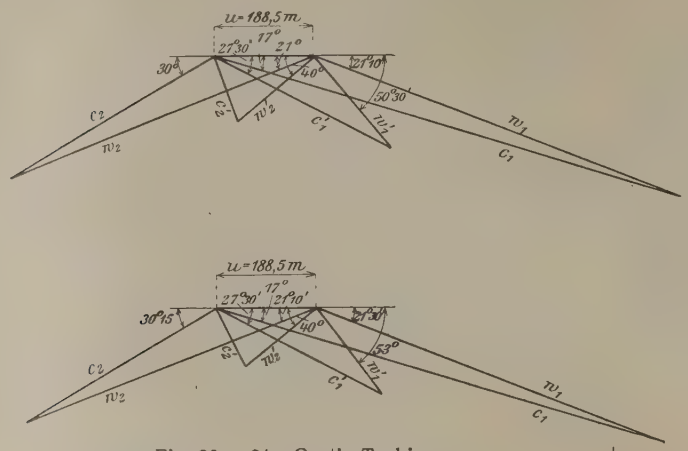


Fig. 22. 300 PS_e Laval-Turbine Pötschmühle.
Versuche von Jacobson, Z. d. V. d. I. 1901, S. 140
red. auf 12 Atm. abs., 190° C v. Vent.. 9,5 Atm. abs.
vor Düsen und 0,08 Atm. abs. nach d. Turb.

Zunahme des D. V. pro PS_e-Std. von $^1/_1$—$^1/_3$ Last aus Zeichnung 8,4 %
[in Wirklichkeit wegen der gebrochenen D.-V.-Linie etwas größer.]

Die Maschine soll zwei Druckstufen mit je zwei Geschwindigkeitsstufen, also zwei zweikränzige Curtisräder von gleicher Umfangsgeschwindigkeit $u = 188{,}5$ m erhalten. Hinsichtlich der Verteilung des gesamten Wärmegefälles auf die beiden Druckstufen ist zu bemerken, daß zur Erzielung gleicher Werte von η_i das Verhältnis von $\frac{u}{c_1}$ in beiden Stufen gleichgemacht werden müßte. Dies würde wegen der gleichen Raddurchmesser auch Gleichheit der Einzelwärmegefälle bedingen. Die günstigsten Ziffern für den Dampfverbrauch pro PS_e-Std. werden jedoch dann erhalten, wenn jedes Rad für den günstigsten Wert von η_e ausgeführt wird. Dies fordert wegen des ungleich starken Einflusses der Radreibung auf den Wirkungsgrad in den beiden Stufen, daß man im Hochdruckteil mit einem geringeren Werte von $\frac{u}{c_1}$ arbeitet als im Niederdruckteil; bei gleichen Raddurchmessern entfällt deshalb auf die erste Stufe ein etwa um 10 % größeres Wärmegefälle als auf die zweite Stufe. Hierbei ist zu beachten, daß die

Summen der Stufeneinzelgefälle wegen der Rückgewinnung eines Teiles der Verlustwärme etwas größer ist als Φ_0, nämlich $\mu\,\Phi_0$, wobei $\mu \cong 1{,}035$. Dementsprechend soll hier angenommen werden,



$c_1 = 912$ m
$w_1 = 734$ m
$w_2 = 0{,}84\ w_1 = 617$ m
$c_2 = 447{,}5$ m
$c_1' = 0{,}84\ c_2 = 375$ m
$w_1' = 224$ m
$w_2' = 0{,}84\ w_1' = 188$ m
$c_2' = 129$ m

$c_1 = 874$ m
$w_1 = 697$ m
$w_2 = 0{,}84\ w_1 = 586$ m
$c_2 = 415$ m
$c_1' = 0{,}84\ c_2 = 349$ m
$w_1' = 204$ m
$w_2' = 0{,}84\ w_1' = 171{,}4$ m
$c_2' = 123$ m

Fig. 23 u. 24. Curtis-Turbine.
Geschwindigkeitsdiagramme für Vollast.

daß der ersten Stufe das Druckgefälle zwischen $p = 13$ Atm. und $p = 1{,}3$ Atm. zur Ausnutzung zugewiesen wird.

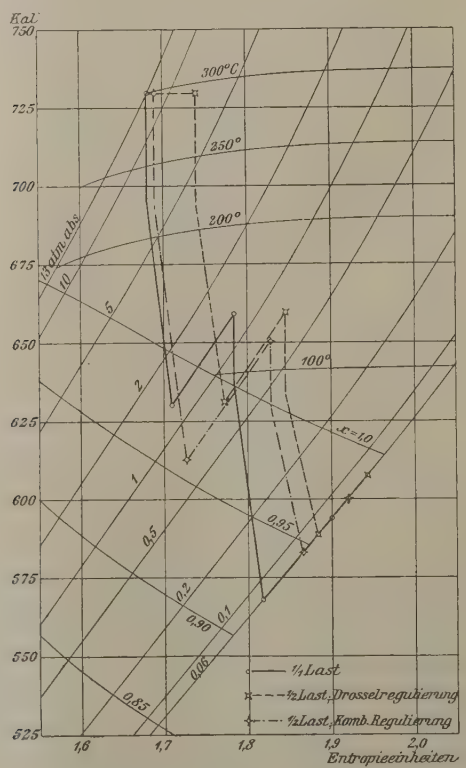


Fig. 25. Curtis-Turbine. (*J-S*-Diagramm.)

Stufe I. Das Wärmegefälle der ersten Stufe bestimmt sich aus dem *J-S*-Diagramm zu 110,5 Kal., woraus sich bei Annahme von 10 % Düsenenergieverlust eine absolute Eintrittsgeschwindigkeit in den ersten Laufradkranz $c_1 = 912$ m ergibt. Mit Hilfe der aus dem Geschwindigkeitsdiagramm Fig. 23 ermittelten einzelnen Geschwindigkeiten kann die Energiebilanz aufgestellt werden.

Energiebilanz.

Wärmegefälle $\Phi_1 = 110{,}5$ Kal.
ab Verluste:

1. Düsenverlust $= 0{,}10\ \Phi_1 = 11{,}05$ Kal.
2. Reibungsverlust im 1. Laufradkranz $= \frac{A}{2g} \cdot (w_1^2 - w_2^2) = 18{,}88$ „
3. Reibungsverlust im Umkehrleitrad $= \frac{A}{2g} \cdot (c_2^2 - c_1'^2) = 7{,}04$ „
4. Reibungsverlust im 2. Laufradkranz $= \frac{A}{2g} \cdot (w_1'^2 - w_2'^2) \ldots = 1{,}77$ „
5. Austrittsverl. $\frac{A}{2g} c_2^2 \ldots = 1{,}99$ „

Summe der Verluste $\Sigma V = 40{,}73$ Kal.

Daraus berechnen sich die am Radumfang gewonnene mechanische Arbeit

$$A L_{i_I} = \Phi_1 - \Sigma V = 69{,}77 \text{ Kal.}$$

und die Wirkungsgrade

$$\eta_i = \frac{A L_{i_I}}{\Phi_1} = 0{,}6315$$

und

$$\eta_{\text{Schaufig.}} = \frac{A L_{i_I}}{\Phi_1 - 0{,}10\,\Phi_1} = 0{,}7025 \text{ bei } \frac{u}{c_1} = 0{,}207.$$

Stufe II. Aus dem *J-S*-Diagramm (siehe Fig. 25) findet sich das auf die II. Stufe entfallende Wärmegefälle zu $\Phi_2 = 101{,}1$ Kal. Mit den aus dem Diagramm für diese Stufe (Fig. 24) gewonnenen Werten für die Geschwindigkeiten ergibt sich aus der Arbeitsbilanz die in der II. Stufe gewonnene indizierte Arbeit zu

$$A L_{i_{II}} = 64{,}85 \text{ Kal.},$$

was einem Wirkungsgrad $\eta_i = 0{,}6415$ und $\eta^{\text{Schaufig}} = 0{,}7115$ entspricht. $\left(\frac{u}{c_1} = 0{,}216\right)$.

In der II. Stufe tritt an der Durchgangsstelle der Welle durch den Zwischenboden der sog. „Nabenverlust“ G_u auf, welche Dampfmenge keine Arbeit leistet. Nach Lasche (Bauer-Lasche, Schiffsturbinen, S. 74) soll adiabatische Expansion durch den Spalt angenommen werden. Der Spalt betrage 0,3 mm, radial gemessen; die Welle habe einen Durchmesser an der Abdichtungsstelle von 160 mm. Der Nabenverlust G_u berechnet sich dann aus der Spaltfläche F_K, der kritischen Geschwindigkeit w_K und dem Volumen v_K zu

$$G_u = \frac{F_K \cdot w_K}{v_K} = 106 \text{ kg/Std.}$$

($\approx 2{,}05\,\%$ d. ges. Dampfm. D).

Die Außenstopfbüchsen sollen als dicht angenommen werden. Die am Radumfang zu leistende Arbeit N_i bestimmt sich aus der verlangten Effektivleistung $N_e = 1000$ PS, der Lagerreibung (geschätzt zu $3\,\% = 30$ PS) und der Radreibung im Dampfe (mit $\beta = 7$ berechnet zu 49,8 PS) zu

$$N_i = 1000 + 30 + 49{,}8 = 1079{,}8 \text{ PS.}$$

Wird mit D die stündliche durch die Turbine gehende Dampfmenge bezeichnet, so ist die in der I. Stufe am Radumfang geleistete Arbeit $D \cdot A L_{uI}$ und die in der II. Stufe am Radumfang geleistete Arbeit

$$(D - G_u)\, A L_{uII}.$$

Es gilt nun

$$D \cdot A L_{uI} + (D - G_u) \cdot A L_{uII} = N_i \cdot 632,$$

woraus man erhält

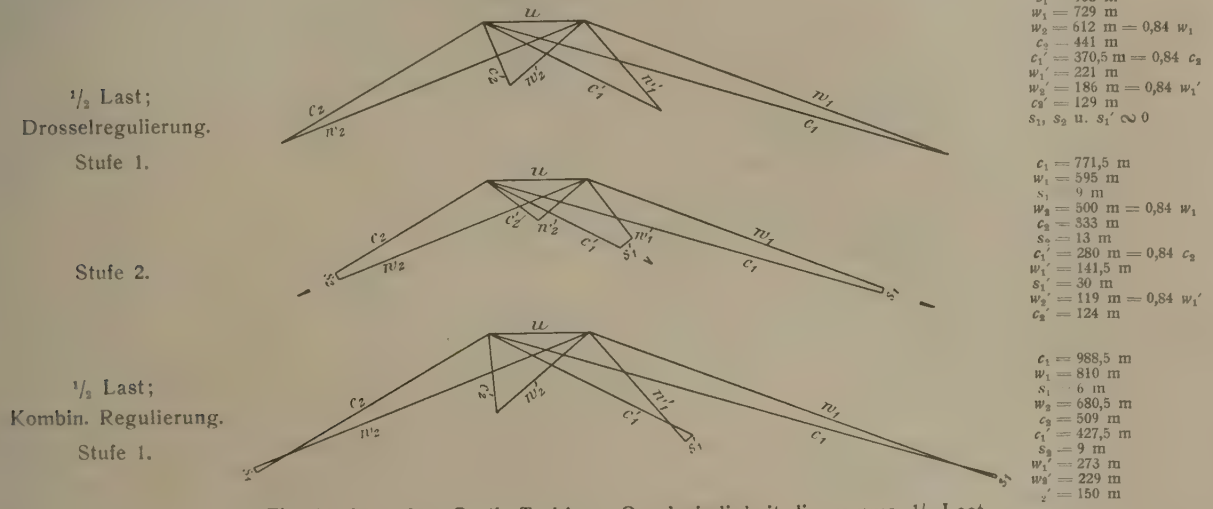
$D = 5130$ kg/Std. und $D_e = 5{,}13$ kg/PS$_e$/Std.

nun im vorliegenden Falle die bei der Änderung des Druckverhältnisses auftretende Verminderung des Düsenwirkungsgrades möglichst gering zu halten, sollen die Düsen der I. Stufe für die Vollastbetriebsverhältnisse um $10\,\%$ zu groß, diejenigen der II. Stufe um $20\,\%$ zu klein ausgeführt werden und es möge angenommen werden, daß der oben durchgeführten Berechnung für Vollast diese Düsenausführung zugrundegelegt wurde.

Analog wie bei der Lavalturbine soll nunmehr der Dampfverbrauch pro PS/Std. zuerst für den Fall der reinen Drosselregelung und dann für den Fall der Düsenabschaltung in der I. Stufe berechnet werden.

a) Drosselregulierung.

Die Zunahme von D_e bei Übergang von Voll- auf Halblast werde nach vorhergehenden überschlägigen Rechnungen zu etwa $14\,\%$ angenommen, damit ergibt sich



½ Last; Drosselregulierung. Stufe 1.

Stufe 2.

½ Last; Kombin. Regulierung. Stufe 1.

Fig. 26, 27 u. 28. Curtis-Turbine. Geschwindigkeitsdiagramme, ½ Last.

B. Berechnung der Turbine bei Halblast.

Die Regulierung der Curtisturbine erfolgt bei den normalen Maschinen derart, daß eine Veränderung der Zahl der offenen Düsen nur in der I. Stufe vorgenommen werden kann. Die I. Stufe arbeitet deshalb mit einer kombinierten Regelung; die nachfolgenden Stufen verhalten sich wie bei der reinen Drosselregulierung. Bei der Entlastung wird z. B. bei der hier vorliegenden zweistufigen Turbine der Druck vor dem zweiten Düsensatz stark sinken; die Düsen der I. Stufe müssen bei Teillast ein größeres Druckgefälle, die Düsen der II. Stufe ein kleineres als bei Vollast verarbeiten. Hat die Turbine mehr als zwei Stufen, so werden die zwischen der Anfangs- und Endstufe liegenden Stufen ungefähr gleiche Druckverhältnisse $\frac{p_1}{p_2}$ bei allen Leistungen aufweisen; diese Düsen werden immer mit annähernd gleichem Wirkungsgrad arbeiten (s. Abschnitt I). Um

der Druck vor der I. Stufe[4]) ist

$$\frac{1{,}14}{2} \cdot 13 = 7{,}41 \text{ kg/qcm abs.,}$$

der Druck vor der II. Stufe ist

$$\frac{1{,}14}{2} \cdot 1{,}3 = 0{,}741 \text{ kg/qcm abs.,}$$

das Druckverhältnis der I. Stufe ist

10 (10 bei Vollast).

und dasjenige der II. Stufe ist

9,27 (16,25 bei Vollast).

Stufe I. Aus dem J-S-Diagramm erhält man das nunmehr auf die Stufe I entfallende Teilwärmegefälle zu $\Phi_1 = 110{,}4$ Kal., mit Hilfe der Moyerschen Kurve den Wert des Düsenverlustes für die neuen Arbeitsverhältnisse zu $10{,}8\,\%$ und durch die an Hand

[4]) Für die Düsen der I. Stufe ist bei den vorliegenden Verhältnissen das Gesetz von der Proportionalität zwischen Dampfaufnahme und Druck streng gültig, für die Düsen der II. Stufe nur angenähert; für diese Rechnung kann jedoch von der Berücksichtigung der Abweichung abgesehen werden.

des Geschwindigkeitsdiagrammes für Stufe I (siehe Fig. 26) aufgestellte Arbeitsbilanz die in dieser Stufe gewonnene indizierte Arbeit

$$A L_i = 69{,}4 \text{ Kal.}$$

Wegen der nahezu vollständigen Übereinstimmung von c_1 mit dem entsprechenden Werte bei Vollast sind die Stoßverluste derart gering, daß sie vernachlässigt werden konnten.

Stufe II. Für diese findet sich ein Wärmegefälle von $\Phi_2 = 82{,}6$ Kal., ein Düsenverlust von 14,0 %, die Geschwindigkeit $c_1 = 771{,}5$ m und nach Aufzeichnung des Geschwindigkeitsdiagrammes (siehe Fig. 27) die nachstehende Bilanz:

Arbeitsbilanz:

Zur Verfügung gestellte Energie $\Phi_2 = 82{,}60$ Kal.
ab Verluste:

1. Düsenverlust $= 0{,}14\ \Phi_2$ . . $= 11{,}56$ „
2. Stoßverlust beim Eintritt in den 1. Laufradkranz $= \frac{A}{2g} s_1^2$ . . . . . $= 0{,}01$ „
3. Reibungsverlust im 1. Laufradkranz $= \frac{A}{2g}(w_1^2 - w_2^2)$. $= 12{,}42$ „
4. Stoßverlust beim Eintritt in das Umkehrleitrad $= \frac{A}{2g} s_2^2$ . . $= 0{,}02$ „
5. Reibungsverlust im Umkehrleitrad $= \frac{A}{2g}(c_2^2 - c_1'^2)$ . . $= 3{,}90$ „
6. Stoßverlust beim Eintritt in den 2. Laufradkranz $= \frac{A}{2g} s_1'^2$ . . . . . $= 0{,}11$ „
7. Reibungsverlust im 2. Laufradkranz $= \frac{A}{2g}(w_1'^2 - w_2'^2)$. $= 0{,}70$ „
8. Austrittsverlust $= \frac{A}{2g} c_2'^2$. $= 1{,}84$ „

Summe der Verluste $\Sigma V = 30{,}56$ Kal.

Hieraus geht hervor, daß die Summe der Stoßverluste nur 0,14 Kal. ($\cong 0{,}2$ % von Φ_2) beträgt.

Aus der Arbeitsbilanz berechnen sich

$$A L_{i_{II}} = 52{,}04 \text{ Kal.}$$

$$\eta_i = 0{,}630 \ (0{,}6415 \text{ bei } {}^1/_1 \text{ Last});$$

$$\eta_{\text{Schaufig.}} = 0{,}7325 \ (0{,}7115) \text{ bei } \frac{u}{c_1} = 0{,}244.$$

Der Nabenverlust G_u bestimmt sich zu 61,5 kg pro Std. ($= 2{,}1$ % der gesamten Dampfmenge gegen 2,05 % bei Vollast).

Aus der effektiven Leistung von 500 PS zusammen mit dem wie oben bestimmten Radreibungsverlust von 30,75 PS und dem Lagerreibungsverlust von 30 PS ergibt sich die nötige indizierte Leistung N_i der Maschine zu

$$N_i = 560{,}75 \text{ PS}$$

und aus der Arbeitsgleichung

$$D \cdot A L_{i_I} + (D - G_u) A L_{i_{II}} = N_i \cdot 632$$

$D = 2945$ kg/Std. und $D_e = 5{,}89$ kg (14,8 % Zunahme).

Wegen des geringen Betrages der Differenz zwischen dem aus der Rechnung sich ergebenden Werte von D_e und der hierfür gemachten Annahme werde von einer Nachrechnung abgesehen und $D_e = 5{,}89$ kg als endgültiger Wert angenommen.

b) Kombinierte Regulierung.

Die Turbine soll 12 Düsen in der I. Stufe erhalten, wovon zwei Stück für Überlastung bestimmt sein sollen. Bei Vollast sollen 10 Düsen und das Drosselventil eben ganz geöffnet sein, so daß sich vor den Düsen ein Dampfdruck von 13 Atm. einstellt, wie dies ja der Vollastberechnung zugrunde gelegt wurde. Von den 12 Düsen sollen vier ständig geöffnet bleiben und von den übrigen acht je zwei Stück durch ein gemeinsames Ventil abschließbar sein. Nach einigen versuchsweise angestellten Rechnungen wurde gefunden, daß der Mehrverbrauch an Dampf pro PS/Std. bei Halblast gegenüber Vollast etwa 9 % beträgt. Von den vorhandenen Düsen seien noch sechs offen, woraus sich berechnet:
der Druck vor der I. Stufe zu

$$\frac{1{,}09}{2} \cdot \frac{10}{6} \cdot 13 = 11{,}81 \text{ kg/qcm abs.},$$

der Druck vor der II. Stufe zu

$$\frac{1{,}09}{2} \cdot 1{,}3 = 0{,}708 \text{ kg/qcm abs.},$$

das Druckverhältnis der I. Stufe zu

16,68 [10 bei ${}^1/_1$ Last],

und dasjenige der II. Stufe zu

8,85 [16,25 bei ${}^1/_1$ Last].

Stufe I. Für das auf die I. Stufe entfallende Wärmegefälle von $\Phi_1 = 130{,}0$ Kal. bestimmt sich bei einem Düsenverlust von 9,8 % die Geschwindigkeit c_1 zu 988,5 m $\left(\frac{u}{c_1} = 0{,}191\right)$ und aus der Arbeitsbilanz (siehe Fig. 28) die indizierte Arbeit $A L_i = 79{,}23$ cal. [$\eta_i = 0{,}609$, $\eta_{\text{Schaufig}} = 0{,}679$].

Stufe II. Für diese ergibt sich in gleicher Weise ein Wärmegefälle von 79,15 Kal., ein Düsenverlust von 14,9 %, die Geschwindigkeit $c_1 = 751$ m $\left(\frac{u}{c_1} = 0{,}251\right)$, die am Radumfang gewonnene Arbeit $A L_i = 49{,}78$ Kal., woraus sich ein Wirkungsgrad von $\eta_i = 0{,}629$ und ein solcher für $\eta_{\text{Schaufig}} = 0{,}739$ berechnet.

Mit $G_u = 58$ kg (2,1 %) erhält man aus der Arbeitsgleichung für die der effektiven Leistung $N_e = 500$ PS entsprechende indizierte Leistung $N_i = 559{,}7$ PS den Dampfverbrauch pro Stunde $D = 2764$ kg und $D_e = 5{,}53$ kg (+ 7,8 %); eine Nachrechnung ergibt als endgültiges Resultat für D_e 5,55 kg (+ 8,2 %).

Die Ergebnisse der vorstehenden Rechnungen (14,8% bzw. 8,2% Mehrverbrauch) zeigen, daß der Unterschied zwischen der Drossel- und der kombinierten Regulierung für die zweistufige Curtisturbine bei weitem geringer ist als bei der Lavalturbine; er würde noch geringer ausgefallen sein, wenn man die Düsen der I. Stufe für das Vollastdruckverhältnis richtig bemessen hätte. Dazu kommt der in den obigen Rechnungen nicht berücksichtigte Umstand, daß durch die Düsenabschaltung der kombinierten Regulierung eine Vermehrung der sog. Ventilationsarbeit eintritt, die den spezifischen Dampfverbrauch noch erhöhen und vermindernd auf den Unterschied in der Wirtschaftlichkeit der beiden Regulierungsarten wirken wird. (Versuche über die Ventilationsarbeit siehe Jasinsky, Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 67.)

In Fig. 29 sind die Ergebnisse der Berechnungen des Dampfverbrauches bei verschiedenen Belastungen von Vollast bis auf etwa 400 PS zusammengetragen. Für die bei noch kleineren Belastungen auftretenden Arbeitsverhältnisse der Düsen wäre ein Aufschluß über die zu erwartenden Verluste nur durch Verlängerung der Moyerschen Kurve nach beiden Seiten zu gewinnen gewesen. Wegen der zu großen Unsicherheit dieser Kurve wurde von einer Fortsetzung der Dampfverbrauchskurven unterhalb der Leistungsgrenze von 400 PS abgesehen.

In der Literatur fand sich nur ein Versuch an einer Curtisturbine, der zum Vergleich mit den hier gewonnenen Resultaten herangezogen werden soll. (Klein, Garantieversuch an einem Turbogenerator, Z. f. Dampfkessel-Untersuchungs-Gesellschaften 1910, S. 6.) Wie dort mitgeteilt wird, ergaben sich an einem 300 KW-Turboalternator, der mit reiner Drosselregulierung arbeitete, nachstehende Dampfverbrauchsziffern:

Zahlentafel 6.

Druck vor Ventil kg/qcm abs.	Temperatur vor Ventil °C	Druck nach Turb. kg/qcm abs.	Dampfaufnahme kg/Std.	Effekt-Leistung N_e PS	N_e red.	D. V. pro PSe/Std. red.
11,17	246	0,0571	2700	445,5	445,5	6,06
11,34	216	0,0367	1532,5	226,5	213,2	7,19

N_e reduziert auf 11,17 Atm., 246° C vor Ventil und 0,0571 Atm. nach der Turbine.

Aus der Tabelle 6 geht hervor, daß bei gleichen Dampfverhältnissen vor der Turbine und bei konstantem Kondensatordruck der Dampfverbrauch pro PS/Std. bei Halblast um ca. 17% größer war als bei voller Last (gegenüber 14,8% bei der oben berechneten Turbine).

Zahlentafel 7 enthält die Wirkungsgrade η_i und η_{Schflg} der einzelnen Stufen, wie sie bei den oben durchgeführten Berechnungen ermittelt wurden. Die graphische Darstellung der Abhängigkeit der Werte von η_{Schflg} von den Werten von $\frac{u}{c_1}$ gibt eine Kurve

Zahlentafel 7. Wirkungsgrade η_i und $\eta_{Schaufl.}$

	$\frac{u}{c_1}$	η_i	$\eta_{Schaufl}$	Bemerkungen
Stufe I	0,207	0,6315	0,702	Vollast
do.	0,2075	0,629	0,705	Drosselreglg. 1/2 Last
do.	0,1908	0,609	0,679	Komb. Reglg. 1/2 Last
Stufe II	0,2115	0,6415	0,7115	Vollast
do.	0,244	0,630	0,7325	Drosselreglg. 1/2 Last
do.	0,251	0,629	0,739	Komb. Reglg. 1/2 Last

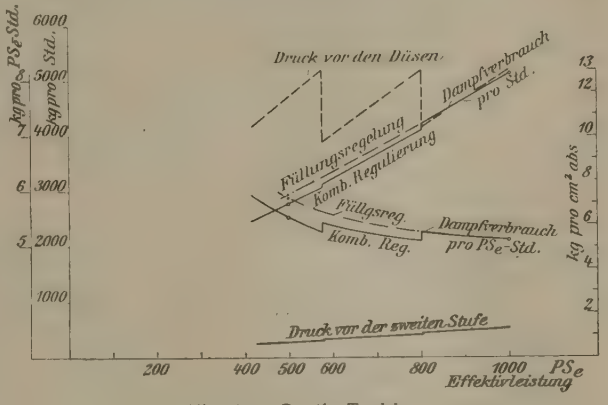


Fig. 29. Curtis-Turbine.

Zunahme des D. V. pro PS_e-Std. bei Übergang von 1000 auf 500 PS_e 8,2%.

(siehe Fig. 30), welche dem aufsteigenden Ast der Wirkungsgradparabel entspricht, und man sieht aus deren Verlauf, daß der Wirkungsgrad η_{Schflg} der I. Stufe durch die von der Düsenregulierung herrührende Abnahme von $\frac{u}{c_1}$ stark vermindert wird,

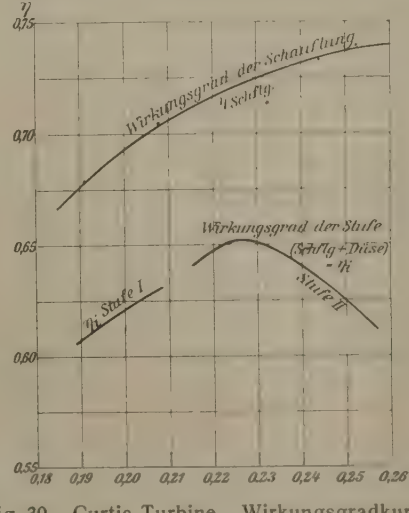


Fig. 30. Curtis-Turbine. Wirkungsgradkurven.

während derjenige der II. Stufe infolge der Verkleinerung des Wärmegefälles und der dadurch bedingten Zunahme von $\frac{u}{c_1}$ bei Teilbelastung vergrößert wird. Das Maximum von η_{Schflg} tritt für die vorliegenden Verhältnisse bei einem Werte von $\frac{u}{c_1} \sim 0{,}265$

ein; während bei der verlustfreien Turbine für den Höchstwert von η_{Schfig} $\frac{u}{c_1} < 0{,}25$ ist. Die Ziffer von $\left(\frac{u}{c_1}\right)$ für den maximalen Wert von η_{Schfig} hängt von der Größe der Reibungsverluste ab, (siehe Dr. Bär, S. 14). Wie die η_i-Kurven in Fig. 30 zusammen mit der Zahlentafel 7 zeigen, nimmt bei Entlastung der Wirkungsgrad, bezogen auf den Radumfang für die Stufe I wegen der Vergrößerung von $\frac{u}{c_1}$ ständig ab, während er in der II. Stufe, in der ja $\frac{u}{c_1}$ immer kleinere Werte annimmt, anfangs noch wächst und dann durch den Einfluß der größer werdenden Düsenverluste ebenfalls immer mehr verringert wird.

Bei der mehrstufigen Curtisturbine, wie sie besonders in Amerika gebaut wird, arbeiten die Zwischenstufen mit annähernd konstantem Druckverhältnis, und infolge dieses Umstandes auch mit annähernd konstanten Werten von $\Phi, \frac{u}{c_1}$, $\eta_{\text{Schauflung}}$ und η_i (siehe Abschnitt I). Daß dies für alle Betriebsverhältnisse zutrifft, läßt sich leicht durch Vergleichsrechnungen zeigen, wobei das adiabatische Wärmegefälle Φ mit Hilfe der Gleichung

$$\Phi = \frac{K}{K-1}\, p_1 v_1 \left(1 - \left[\frac{p_2}{p_1}\right]^{\frac{K-1}{K}}\right)$$

bestimmt werden kann. $\frac{p_2}{p_1}$ und $p_1 v_1$ sind annähernd konstante Größen. Die Kurve für $D_e = f \cdot (N_e)$ wird für diese deshalb viel flacher verlaufen als bei der oben behandelten zweistufigen Turbine. Noch günstigere Verhältnisse erzielt man dadurch, daß man die II. Curtisstufe, die, wie wir gesehen haben, bei kleineren Teilbelastungen sehr geringe Werte von η_i zeigt, durch ein Turbinensystem mit konstantem Werte von η_i ersetzt. Diese Anordnung ist unter dem Namen „kombinierte Turbine“ bekannt und wird im letzten Kapitel dieses Abschnittes näher behandelt werden.

Bei den ausgeführten Curtisturbinen werden die Düsenventile durch vom Regulator beherrschte Servomotoren gehoben. Die für diese Bauart geltende Kurve für D_e wird nicht die ausgeprägten steilen Stufen zwischen den einzelnen Teildrosselkurven zeigen; die Übergänge werden vielmehr allmählicher erfolgen.

Die in diesem Kapitel angegebene Bestimmung der Geschwindigkeits-Dreiecke für Teilbelastungen beziehungsweise die dieser zugrunde gelegten Annahmen für die Wirkungen des Stoßes haben aber nur so lange Gültigkeit, als der Dampf in den Laufradkränzen und im Umkehrleitrad den nötigen Querschnitt vorfindet. Bekanntlich werden bei der Curtisturbine die Querschnitte der Schaufelung für diejenigen Axialgeschwindigkeiten bemessen, welche sich bei der Berechnung für Vollast ergeben. Nun wird aber bei Teilbelastung die Axialgeschwindigkeit wegen des dabei auftretenden Stoßes in einem viel stärkeren Maße herabgemindert als bei Vollast (siehe Fig. 27 und 28). Es kann, besonders im Niederdruckteil, dabei sehr leicht der Fall eintreten, daß die mit den obigen Annahmen für die Wirkung des Stoßes bei Aktionsturbinen sich ergebenden Axialgeschwindigkeiten bei den vorhandenen Querschnitten für die durchströmende Dampfmenge zu klein werden. Innerhalb der Schaufelung muß dann eine Beschleunigung des Dampfes erfolgen; der Dampf durchströmt mit Druckabfall die Schaufelung, d. h. die Curtisturbine ist zur Reaktionsturbine geworden (siehe Dr. Bär, a. a. O. S. 15). Für die Durchführung der Rechnung unter Berücksichtigung dieser Erscheinung wären selbstverständlich Annahmen über die Dimensionierung der Turbine, insbesondere der Schaufelhöhen, Spaltgrößen usw. und außerdem über das Verhältnis der Reibungskoeffizienten bei Aktions- und Reaktionswirkung nötig.

Wie diese Frage gelöst werden kann, soll bei der Zoellyturbine gezeigt werden. Bei der Curtisturbine mag davon abgesehen werden. Im übrigen läßt sich das später entwickelte Rechnungsverfahren ohne weiteres auch hier anwenden.

Bei der Lavalturbine kommt ein Auftreten von Reaktionswirkung gewöhnlich nicht in Frage, da die Verringerung der absoluten Eintrittsgeschwindigkeit sich in mäßigen Grenzen bewegt und außerdem die Laufradquerschnitte gegenüber den theoretisch erforderlichen Größen meist recht reichlich bemessen sind.

Zoellyturbine.

Allgemeine Bemerkungen über die Verteilung der Einzelwärmegefälle auf die Druckstufen.

Nimmt man die in der Austrittsgeschwindigkeit enthaltene Energie in jeder Stufe als verloren an, welche Annahme im Zoellyturbinenbau bis heute üblich ist, so ist das im Leitrad umgesetzte Wärmegefälle, das ja mit dem Stufenwärmegefälle identisch ist,

$$\Phi = \frac{A}{2g}\,\frac{c_1^2}{1-\zeta_1} = K_1 c_1^2,$$

wobei ζ_1 einen Energieverlustkoeffizienten darstellt, der, wie im 1. Kapitel ausgeführt wurde, konstant und insbesondere unabhängig von der Geschwindigkeit angenommen wird. Der Wirkungsgrad η_i der Energieumsetzung innerhalb einer Stufe hängt dann bei konstantem Werte von ζ_1 nur von dem Verhältnis $\frac{u}{c_1}$ ab.

$$\eta_i = f\left(\frac{u}{c_1}\right).$$

Bei einer Neuberechnung wird man also zur Erzielung eines möglichst hohen Wertes von η_i der gesamten Turbine die beiden Größen u und c_1 in allen Stufen derart wählen müssen, daß das Verhältnis $\frac{u}{c_1}$ überall den gleichen Wert erhält

$$\frac{u}{c_1} = K_2.$$

Das Einzelwärmegefälle einer Stufe wird dann

$$\Phi = K_1 \cdot \frac{u^2}{K_2^2} = K_3 u^2$$

d. h. die pro Stufe verarbeiteten Wärmegefälle verhalten sich bei der Turbine mit konstantem η_u wie die Quadrate der Umfangsgeschwindigkeiten.

In Anlehnung an die übliche Ausführung soll nun angenommen werden, daß die Turbine n Durchmesserabstufungen mit

s_1 Stufen in der 1. Durchmesserabstufung
s_2 „ „ „ 2. „
und s_n „ „ „ $n$ten „
enthalte.

Gegeben sei ferner das Verhältnis der Umfangsgeschwindigkeiten

$$u_1 : u_2 : \ldots u_n$$

oder, was dasselbe ist, das Verhältnis der mittleren Raddurchmesser

$$D_1 : D_2 : \ldots D_n,$$

dann gilt für die Unterteilung des gesamten Wärmegefälles $\mu \cdot \Phi_0$ (Φ_0 = das adiabatische Wärmegefälle und μ ein Koeffizient, der den zurückgewonnenen Teil der Verlustwärme berücksichtigt).

$$\mu \cdot \Phi_0 = s_1 \cdot \left(\frac{D_1}{D_n}\right)^2 \cdot \Phi_n + s_2 \cdot \left(\frac{D_2}{D_n}\right)^2 \cdot \Phi_n + \ldots + s_n \cdot \Phi_n,$$

worin Φ_1 das Wärmegefälle einer Stufe in der I. Durchmesserabstufung,
Φ_2 das Wärmegefälle einer Stufe in der II. Durchmesserabstufung,
Φ_n das Wärmegefälle einer Stufe in der n-ten Durchmesserabstufung bedeutet.

Aus dieser Gleichung berechnen sich Φ_n und daraus $\Phi_1 = \left(\frac{D_1}{D_n}\right)^2 \cdot \Phi_n$ usw. Die Gefälle pro Durchmesserabstufung sind $s_1 \cdot \Phi_1$; $s_2 \cdot \Phi_2$ usw.

Der Bau von Zoellyturbinen hat — durch ähnliche Erfahrungen wie die beim Bau der Curtisturbine gewonnenen — zu der Erkenntnis geführt, daß es zweckmäßig ist, die ersten Stufen wegen der Nabenverluste und besonders wegen des mit $\frac{u}{c_1}$ wachsenden Einflusses der Radreibung mit kleinem Werte von $\frac{u}{c_1}$ (ca. 0,25) auszuführen und $\frac{u}{c_1}$ längs der Turbine allmählich bis auf ca. 0,40 am Abdampfende zu steigern.

Für die rechnerische Behandlung der Unterteilung des Wärmegefälles wollen wir $\frac{u}{c_1}$ sprungweise steigern lassen; bezeichnet man den Wert von

$\frac{u}{c_1}$ in der I. Durchmesserabstufung mit $K_{2,1}$
$\frac{u}{c_1}$ „ „ II. „ „ $K_{2,2}$
$\frac{u}{c_1}$ „ „ n-ten „ „ $K_{2,n}$

dann gilt

$$\Phi_1 = \frac{K_1 u_1^2}{K_{2,1}^2} = K_{3,1} u_1^2; \quad \Phi_2 = K_{3,2} u_2^2 \ldots \Phi_n = K_{3,n} u_n^2.$$

Sind außer dem Verhältnis der Umfangsgeschwindigkeiten oder der Durchmesser noch die Werte der Verhältnisse

$$\frac{K_{3,1}}{K_{3,n}}, \quad \frac{K_{3,2}}{K_{3,n}}$$

usw. gegeben, so schreibt sich ähnlich wie oben die Gleichung für die Unterteilung der Wärmegefälle

$$\mu \cdot \Phi_0 = s_1 \cdot \left(\frac{D_1}{D_n}\right)^2 \cdot \left(\frac{K_{3,1}}{K_{3,n}}\right) \cdot \Phi_n + s_2 \cdot \left(\frac{D_2}{D_n}\right)^2 \cdot \left(\frac{K_{3,2}}{K_{3,n}}\right) \cdot \Phi_n + \ldots + s_n \cdot \Phi_n.$$

Hieraus bestimmt sich

$$\Phi_1 = \left(\frac{D_1}{D_n}\right)^2 \cdot \frac{K_{3,1}}{K_{3,n}} \cdot \Phi_n$$

usw.

Die Anwendung dieser Formeln wird in nachfolgendem Rechnungsbeispiele gezeigt werden.

A) Berechnung der Turbine bei Vollast.

Die Turbine soll für nachfolgende Angaben berechnet werden:

Effektive Leistung N	= 2000 PS
Tourenzahl n	= 1500
Druck vor dem Drosselventil p_1	= 13 Atm. abs.
Temperatur vor dem Drosselventil t	= 250° C.
Druck im Abdampfstutzen p_2 .	= 0,06 Atm.abs.

Es soll versucht werden mit insgesamt 16 Rädern auszukommen, von denen 8 einen mittleren Durchmesser von 1380 mm und die letzten 8 einen solchen von 1680 mm haben. Die I. Durchmesserabstufung soll in den zwei ersten Druckstufen ein kleineres $\frac{u}{c_1}$ erhalten als in den übrigen 6 Rädern, in der II. Abstufung soll $\frac{u}{c_1}$ den größten Wert besitzen, aber für alle Stufen konstant sein. Es sollen folgende Annahmen gemacht werden (Bedeutung der Buchstaben siehe Einleitung dieses Kapitels).

$$s_1' = 2; \quad s_1'' = 6; \quad s_2 = 8; \quad \frac{D_1}{D_2} = \frac{1380}{1680} = 0{,}823$$

$$K_{2,1}' = 0{,}75\, K_{2,2} \quad K_{2,1}'' = 0{,}85\, K_{2,2}.$$

Hierfür wird

$$\frac{K_{3,1}'}{K_{3,2}} = \frac{1}{(0{,}75)^2} = 1{,}77; \quad \frac{K_{3,1}''}{K_{3,2}} = 1{,}38.$$

Aus der Gleichung

$$\mu \cdot \Phi_0 = s_1' \cdot \left(\frac{K_{3,1}'}{K_{3,2}}\right) \cdot \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 \cdot \Phi_2 + s_1'' \cdot \left(\frac{K_{3,1}''}{K_{3,2}}\right) \cdot \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 \cdot \Phi_2 + s_2 \cdot \Phi_2$$

findet man dann für $\Phi_0 = 201{,}5$ Kal. und $\mu = 1{,}05$ die Werte für die Wärmegefälle der verschiedenen Stufen:

$\Phi_1' = 15{,}80$ Kal.; $\Phi_1'' = 12{,}37$ Kal. und $\Phi_2 = 13{,}18$ Kal.

Räder Nr. 1 und 2.

Fig. 31 stellt die für die ersten zwei Räder geltenden Geschwindigkeitsdreiecke dar. Das in jeder Stufe umgesetzte Gefälle $\Phi_1' = 15{,}80$ Kal. entspricht bei einem Verlustkoeffizienten $\zeta_1 = 0{,}12$ einer absoluten Eintrittsgeschwindigkeit $c_1 = 341{,}2$ m, wofür das Verhältnis $\frac{u}{c_1} = 0{,}317$ wird. Mit Hilfe der aus dem Diagramm gewonnenen Werte für die einzelnen Geschwindigkeiten kann die Arbeitsbilanz aufgestellt werden:

Gesamtes Wärmegefälle der Stufen $\Phi_1 = 15{,}80$ Kal.

Ab Verluste:

1. Leitradverlust $= \zeta_1 \Phi_1'$ . . $=$ 1,90 „
2. Laufradverlust $=$
   $\frac{A}{2g} \cdot (w_1^2 - w_2^2)$ . . . . . $=$ 2,66 „
3. Austrittsverlust $\frac{A}{2g} c_2^2$ . . $=$ 1,30 „

Summe der Verluste $\Sigma V =$ 5,86 Kal.

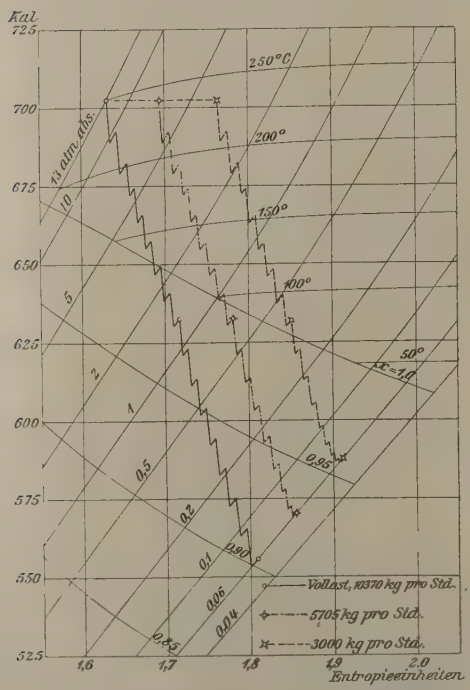


Fig. 34. Zoelly-Turbine (J-S-Diagramm).

woraus sich bestimmt

$$A L_i = \Phi_1' - \Sigma V = 9{,}96 \text{ Kal. u. } \eta_i = \frac{A L_i}{\Phi_1'} = 0{,}629$$

Räder Nr. 3 bis 8.

Für diese ergibt sich aus $\Phi_2' = 12{,}37$ Kal. bei dem gleichen Werte von $\zeta_1 = 0{,}12$ die Eintrittsgeschwindigkeit $c_1 = 302{,}2$ m $\left(\frac{u}{c_1} = 0{,}358\right)$ und aus dem Geschwindigkeitsdiagramm (siehe Fig. 32) und der Arbeitsbilanz $A L_i = 8{,}29$ Kal. und $\eta_i = 0{,}670$.

Räder Nr. 9 bis 16.

Bei Aufzeichnung der durch die Wärmegefälle und die Wirkungsgrade der einzelnen Stufen festgelegten Expansionslinie im J-S-Diagramm (siehe Fig. 34) findet sich, daß das für die Räder 9 bis 16, d. i. für die zweite Durchmesserabstufung, übrigbleibende Gefälle etwas größer ist als der aus der Unterteilungsberechnung bestimmte Wert $s_2 \Phi_2$. Es rührt dies davon her, daß in dieser Rechnung der Wert μ zu niedrig eingeschätzt wurde. Nach der Zeichnung im J-S-Diagramm entfällt auf jede Stufe der II. Durchmesserabstufung ein Wert von $\Phi_2 =$ 13,42 Kal. (statt 13,18 Kal.); von einer abermaligen Berechnung wurde jedoch abgesehen, da die Abweichung des Verhältnisses der $\frac{u}{c_1}$ von den vorgeschriebenen Werten dafür zu klein ist. Die Rechnung (siehe auch Fig. 33) ergibt für diese Stufen folgende Werte

$$c_1 = 314{,}6 \text{ m} \qquad \frac{u}{c_1} = 0{,}419$$
$$A L_i = 9{,}55 \text{ Kal.} \qquad \eta_i = 0{,}712.$$

Vergleicht man die für die einzelnen Gruppen erhaltenen Werte für $\frac{u}{c_1}$, so findet sich

$$\frac{u/c_1 \text{ für Räder } 1-2}{u/c_1 \text{ für Räder } 9-16} = \frac{K_{2,1}'}{K_{2,2}} = 0{,}757$$

(statt 0,75 wie verlangt)

$$\frac{u/c_1 \text{ für Räder } 3-8}{u/c_1 \text{ für Räder } 9-16} = \frac{K_{2,1}''}{K_{2,2}} = 0{,}854$$

(statt 0,85).

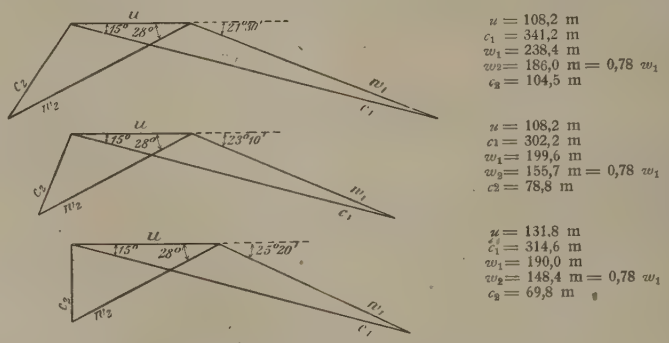


Fig. 31. Vollast: Räder 1 u. 2.

Fig. 32. Räder 3—8.

Fig. 33. Räder 9—16.

Fig. 31—33. Zoelly-Turbine. Geschwindigkeitsdiagramme.

Für die Berechnung der „Nabenverluste“ werde, wie dies auch in der Praxis üblich ist, die Abdichtung als einfache Mündung aufgefaßt und angenommen, daß die sich einstellende Geschwindigkeit $= 0{,}7$ der sich für adiabatische Expansion ergebenden Geschwindigkeit c_0 sei. Die Welle soll an der Nabe einen Durchmesser von 300 mm haben, der Spalt betrage durchweg, radial gemessen, 0,8 mm. Dann berechnet sich der jeweilige Spaltverlust pro Stunde zu

$$G_u = \frac{0{,}300 \cdot \pi \cdot 0{,}0008 \cdot 0{,}700 \cdot 3600}{v_2'}.$$

Das Volumen v_2', das, streng genommen, dem Zustand des Dampfes nach dem Spalt entspricht und aus dem durch den Geschwindigkeitskoeffizienten $\varphi_2 = 0{,}7$ bedingten Verlust eigens bestimmt werden müßte, kann ohne weiteres durch das Volumen v_2 ersetzt werden, das sich für den Enddruck der Stufe auf der Expansionslinie im J-S-Diagramm ergibt. (Äußere Spitzen.) Die hierfür berechneten Werte sollen auch für die Bestimmung der Leitradquerschnitte zugrunde gelegt werden. Es bedeutet dies ebenfalls eine geringe Abweichung von den wirklichen Verhältnissen, wie ja bei genauer Durchrechnung der Maschine auch auf die Wärmezufuhr durch die Radreibung geachtet werden müßte. Die Berücksichtigung aller dieser Umstände, die von untergeordnetem Einflusse sind, bietet keinerlei Schwierigkeiten, macht aber die Rechnungen verwickelt; weshalb hier davon abgesehen werden soll.

Zahlentafel 8. Spaltverluste G_u.

Stufe Nr.	G_u kg/Std.	Stufe Nr.	G_u kg/Std.
1	—	9	361
2	2310	10	263
3	1650	11	188
4	1334	12	136
5	1048	13	95
6	806	14	64
7	620	15	43
8	465	16	30

Aus der Zahlentafel 8 für die Spaltverluste G_u geht hervor, daß die Nabenverluste besonders in den ersten Stufen groß sind; in der Stufe Nr. 2 ist G_u z. B. ca. 22% der gesamten, durch die Turbine gehenden Dampfmenge. In der neueren Zöllyturbine werden die Werte von G_u dadurch verkleinert, daß man in den ersten Stufen c_1 bis nahe an die kritische Geschwindigkeit steigert, wodurch v_2 relativ hohe Werte annimmt. Es gelingt auf diese Weise, G_u der zweiten Stufe für eine Maschine von 2000 PS auf etwa 12 bis 15% der stündlichen Dampfmenge D herunterzubringen. Die Radreibung N_r werde nach der Stodolaschen Gleichung mit $\beta = 4$ berechnet; der Ventilationsverlust werde — wie bei der Curtisturbine — nicht berücksichtigt. Aus dem so bestimmten Werte der Radreibung $N_r = 215$ PS, der auf 50 PS geschätzten Lagerreibung und der verlangten effektiven Leistung $N_e = 2000$ PS ergibt sich die indizierte Leistung der Maschine zu $N_i = 2265$ PS.

Aus der Arbeitsgleichung

$$D \cdot AL_{i_1} + (D - G_{u,2})\, AL_{i_2} + \ldots\ldots = N_i \cdot 632$$

findet man dann $D = 10370$ kg/Std.,

$$D_e = 5{,}185 \text{ kg/PS}_e\text{-Std.}$$

$$\eta_{i\,\mathrm{tot}} = 0{,}685 \text{ und } \eta_{e\,\mathrm{tot}} = 0{,}605.$$

Die nachstehende Zahlentafel 9 enthält die später benötigten Leitradquerschnitte, die mit der Gleichung $F = \frac{D - G_u}{3600} \cdot \frac{v_2}{c_1}$ berechnet sind.

Zahlentafel 9. Leitradquerschnitte F.

Stufe Nr.	F qcm	Stufe Nr.	F qcm
1	19,44	9	157,5
2	19,62	10	218,5
3	29,85	11	306,5
4	38,10	12	427,0
5	50,20	13	618,0
6	67,20	14	923,0
7	88,70	15	1353
8	120,5	16	1985

B) Berechnung der Turbine für 0,55 D = 5705 kg per Stunde.

Die angenommene Dampfmenge entspricht einer Leistung der Maschine, die in der Nähe der Halblast liegt. Zur genauen Berechnung des Wirkungsgrades, mit dem die Maschine bei dieser Teilbelastung arbeitet, ist es notwendig, sich darüber Aufklärung zu verschaffen, wie das neue zur Verfügung stehende, kleinere Wärmegefälle sich nunmehr auf die einzelnen Stufen verteilt. Mit der im Abschnitt I angegebenen, auf der Zeunerschen Ausflußgleichung beruhenden Methode (zum Teil schon von Forner benutzt) ist man wohl imstande, den Druckverlauf längs der Turbine wenigstens angenähert zu bestimmen; doch bringt deren Benutzung recht umständliche Rechnungen mit sich. Es ergibt sich aber ein einfaches graphisches Verfahren, das im folgenden angewendet werden soll und darauf beruht, daß rückwärts aus dem Geschwindigkeitsdiagramm das in jeder Stufe verbrauchte Druck- und Wärmegefälle genau ermittelt werden kann.

Der Druck im Abdampfstutzen soll wie bei Vollast 0,06 Atm. absolut betragen. Für den Zustand des Dampfes nach der Turbine muß nun vorerst ein Wert der spezifischen Dampfmenge x angenommen werden. Welche Gesichtspunkte bei der Wahl dieses Wertes von x in Frage kommen, wird später noch angegeben werden. Für den vorliegenden Fall erwies sich $x = 0{,}929$ als richtig, welcher Wert der nachfolgenden Rechnung zugrundegelegt werden soll. Der Dampf besitzt dann beim Austritt aus dem letzten Leitrad ein spezifisches Volumen $v = 22{,}45$ cbm, was bei einer durch die Schaufelung strömenden Dampfmenge von

Fig. 35.
5705 kg pro Std.: Stufen 16 u. 15.

zu Stufe 16:
$u = 131{,}8$ m
$c_1 = 179$ m
$s = 24{,}8$ m
$w_1 = 56{,}4$ m
$w_2 = 44{,}0$ m $= 0{,}78\ w_1$
$c_2 = 96{,}4$ m

Fig. 35. Zoelly-Turbine. Geschwindigkeitsdiagramme.

$D - G_u = 5690$ kg/Std.[5]) eine absolute Eintrittsgeschwindigkeit in das Laufrad

$$c_1 = \frac{D - G_u}{3600} \cdot \frac{v_2}{F} = 179 \text{ m fordert.}$$

Hierfür bestimmt sich das nötige Wärmegefälle zu

$$\Phi_{16} = \frac{A}{2g} \cdot \frac{c_1^2}{1 - \zeta_1} = 4{,}33 \text{ Kal. } [\zeta_1 = 0{,}12].$$

Aus dem Diagramm Fig. 35 bestimmt man die einzelnen Geschwindigkeiten, woraus durch die Arbeitsbilanz die in dieser Stufe gewonnene mechanische Arbeit AL_i ermittelt werden kann.

Die indizierte Arbeit ergibt sich zu

$$AL_{i_{16}} = \Phi_{16} - \Sigma V = 2{,}48 \text{ Kal.}$$

$$\left[\eta_i = \frac{AL_{i_{16}}}{\Phi_{16}} = 0{,}572 \text{ bei einem Werte von } \frac{u}{c_1} = 0{,}738\right].$$

Trägt man nun im J-S-Diagramm (siehe Fig. 36 und 34) von dem Endpunkt P_{16}, welcher $p = 0{,}06$ Atm. und $x = 0{,}929$ entspricht, $\Sigma V = 1{,}85$ Kal. vertikal nach abwärts auf und projiziert den Endpunkt auf die Kurve konstanten Druckes, so erhält man den Punkt P'_{16}. Wird von P'_{16} das Stufenwärmegefälle $\Phi_{16} = 4{,}33$ Kal. senkrecht nach oben auf der Adiabate aufgetragen, so ergibt sich der Punkt P_{15}, der dem Zustand des Dampfes vor der Stufe 16 resp. nach der Stufe 15 entspricht. Durch wiederholte Anwendung des gleichen Verfahrens ermittelt man die in den einzelnen Stufen umgesetzten Wärmegefälle

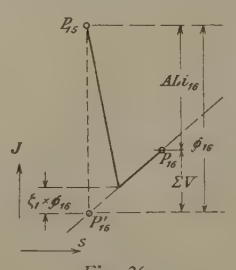


Fig. 36.

Zahlentafel 10. Zusammenstellung.

Stufe Nr.	Wärmegefälle			u/c_1			η_i		
	10370 kg	5705 kg	3000 kg	10370 kg	5705 kg	3000 kg	10370 kg	5705 kg	3000 kg
1	15,80	15,92	15,50	0,317	0,3165	0,3185	0,629	0,6275	0,631
2	15,80	16,02	16,25	0,317	0,3145	0,312	0,629	0,626	0,624
3	12,37	12,50	12,20	0,358	0,3565	0,360	0,670	0,669	0,6725
4	12,37	12,75	13,40	0,358	0,3515	0,343	0,670	0,665	0,658
5	12,37	13,26	13,26	0,358	0,347	0,345	0,670	0,663	0,660
6	12,37	12,62	12,75	0,358	0,355	0,3525	0,670	0,668	0,666
7	12,37	12,38	12,92	0,358	0,357	0,350	0,670	0,669	0,665
8	12,37	11,70	11,68	0,358	5,3675	0,3685	0,670	0,677	0,6795
9	13,42	13,30	12,70	0,419	0,422	0,4315	0,712	0,715	0,720
10	13,42	12,78	11,76	0,419	0,429	0,447	0,712	0,7175	0,724
11	13,42	12,62	11,34	0,419	0,431	0,4565	0,712	0,719	0,728
12	13,42	13,76	10,15 [2])	0,419	0,413	0,4815	0,712	0,710	0,735
13	13,42	12,10	7,82 [3])	0,419	0,441	0,567	0,712	0,7225	0,725
14	13,42	10,42	5,25 [3])	0,419	0,476	0,723	0,712	0,731	0,678
15	13,42	7,36 [1])	3,18 [3])	0,419	0,563	0,967	0,712	0,718	0,51
16	13,42	4,33 [1])	— 0,09 [3])	0,419	0,738	1,365	0,712	0,572	— 0,03

[1]) Als Aktionsturbine gerechnet (in Wirklichkeit Reaktionsturbine).
[2]) Grenzturbine.
[3]) Als Reaktionsturbine gerechnet.

Arbeitsbilanz:

Zur Verfügung stehendes Wärmegefälle Φ_{16}	= 4,33 Kal.
ab Verluste:	
1. Düsenverlust $= \zeta_1 \Phi_{16}$ . . .	= 0,52 „
2. Stoßverlust $= \frac{A}{2g} s^2$	= 0,07 „
3. Laufradverlust $= \frac{A}{2g}(w_1^2 - w_2^2)$	= 0,15 „
4. Austrittsverlust $= \frac{A}{2g} c_2^2$ . .	= 1,11 „
Summe der Verluste ΣV . .	= 1,85 Kal.

[5]) $G_u = c\ D$ nach den Ausführungen des Abschnittes I.

und die dort gewonnenen Arbeiten AL_i (siehe auch Zahlentafel 10) und kann dann an die Bestimmung der bei der angenommenen Dampfmenge geleisteten Arbeit in PS gehen. Mit Hilfe der Gleichung

$$\Sigma(D - G_u) \cdot AL_i = N_i \cdot 632$$

findet man die Leistung in PS_i: $N_i = 1117{,}5$ PS_i, woraus sich nach Abzug der Radreibung von 120 PS und der als konstant angenommenen Lagerreibung von 50 PS die effektive Leistung der Maschine zu $N_e = 947{,}5$ PS und $D_e = 6{,}02$ kg ergeben.

C) Berechnung der Leistung bei 3000 kg pro Std.

Die bei der Rechnung für 5705 kg pro Std. zugrunde gelegte Annahme für die Wirkung des Stoßes (siehe Geschwindigkeitsdiagramm Fig. 35) trifft für die letzten Stufen nur dann zu, wenn der Dampf trotz der starken Herabminderung der axialen Geschwindigkeit beim Eintritt in das Laufrad dort noch genügend Querschnitt vorfindet. Aus dem Diagramm Fig. 35 erkennt man z. B. für die Stufe Nr. 16, daß der Dampf bei 5705 kg pro Std. im Laufrad den doppelten Axialquerschnitt wie für den Austritt aus dem Leitrad fordert. Bei den ausgeführten Turbinen ist der im Laufrad vorhandene axiale Eintrittsquerschnitt in den letzten Stufen aber nur wenig größer, als der entsprechende Leitradaustrittsquerschnitt; der Dampf muß dann schon bei einer Teilbelastung, die ein wenig kleiner als Vollast ist, am Eintritt ins Laufrad eine größere Axialgeschwindigkeit erhalten, als er beim Aufstoß auf dieses noch besitzt. Ist das wirkliche Erweiterungsverhältnis der ausgeführten Axialquerschnitte für Laufradeintritt bzw. Laufradaustritt kleiner als dem Verhältnis der Axialgeschwindigkeiten für Vollast entspricht, so muß im Laufrad bei Teilbelastung gleichfalls eine Beschleunigung des Dampfes gegen den Austritt zu erfolgen. Da für diese beiden Beschleunigungen des Dampfes beim Eintritt ins Laufrad einerseits und beim Durchströmen desselben anderseits Druckgefälle verbraucht werden, arbeitet die betreffende Stufe nunmehr nach dem Reaktionsprinzip (vgl. auch das bei der Curtisturbine Gesagte). Wie diese Erscheinung berücksichtigt werden kann, möge aus der nachfolgenden Berechnung der Turbine für 3000 kg pro Std. ersehen werden.

Als Ausgangspunkt werde der Punkt $p = 0{,}06$ Atm. und $x = 0{,}959$ angenommen; welchen Bedingungen der Wert von x entsprechen muß, wird später noch erörtert werden. Für das diesem Punkt entsprechende spezifische Volumen $v = 23{,}12$ cbm ergibt sich der nötige Wert für c_1 (dabei ist die geringe Volumenabnahme im Laufrad vernachlässigt).

$$c_1 = \frac{(D - G_u) \cdot v}{3600 \cdot F} = 96{,}9 \text{ m}.$$

Das Geschwindigkeitsdiagramm Fig. 37 wurde unter der Annahme gezeichnet, daß die zur Verfügung stehenden Querschnitte im Laufrade um 10% größer ausgeführt wurden, als nach dem Geschwindigkeitsdiagramm für Vollast erforderlich gewesen wäre.

Aus der unter $\sphericalangle\ \alpha_1 = 15^0$ geneigten absoluten Eintrittsgeschwindigkeit c_1 und der Umfangsgeschwindigkeit u würde sich eine relative Eintrittsgeschwindigkeit (w_1') ergeben. Zerlegt man diese in die beiden Komponenten w_1' in Richtung der Schaufel und s senkrecht dazu, so geht zunächst letztere nach der üblichen Anschauungsweise (s. S. 17) vollständig verloren. w_1' ist nun in diesem Falle entgegengesetzt der normalen Dampfströmung gerichtet und wird deshalb ebenfalls vernichtet. Die Kontinuität der Strömung erfordert eine relative Eintrittsgeschwindigkeit $w_1'_{def}$, zu deren Erzeugung ein Druckgefälle aufgewendet werden muß. Die im Laufrade auftretende Reibung vermindert die Relativgeschwindigkeit $w_1'_{def}$ auf $w_2 = \psi w_1'_{def}$. Da ψ nach Annahme ein konstanter Wert ist, so folgt daraus, daß das Verhältnis der axialen Ein- und Austrittsgeschwindigkeiten im Laufrade in diesem Falle ebenfalls denselben Wert hat

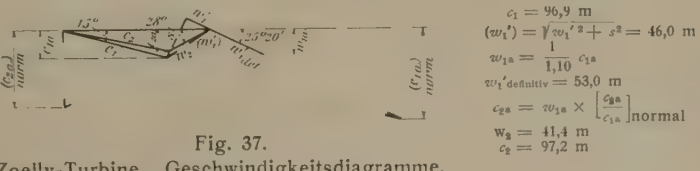


Fig. 37.
3000 kg pro Std.: Stufe 16.

Fig. 37.
Zoelly-Turbine. Geschwindigkeitsdiagramme.

wie bei Vollast. Nun stehen aber, wie dies der Konstruktion der Geschwindigkeitsdiagramme zugrundegelegt wurde, die ausgeführten Ein- und Austrittsquerschnitte des Laufrades in demselben Verhältnis zueinander wie die Axialgeschwindigkeiten; es ergibt sich daraus, daß das Laufrad in allen Querschnitten eben vollgefüllt ist, ohne daß ein weiterer Druckabfall stattfindet. Ein solcher tritt vielmehr nur im Eintrittsquerschnitte auf.

Das nötige Wärmegefälle berechnet sich dann nach diesen Ausführungen, wie folgt:

1. Wärmegefälle im Leitrad $= \frac{A}{2g} \frac{c_1^2}{1 - \varepsilon_1} = 1{,}27$ Kal.
2. Wärmegefälle beim Eintritt in das Laufrad . . $= \frac{A}{2g} w_1'^2_{def} = 0{,}34$ „
3. Wärmegefälle beim Durchströmen des Laufrades . . . . . $\cong$ 0,00 „

Summe $\Phi_{is} = 1{,}61$ Kal.

Die indizierte Arbeit AL_i ergibt sich zu

$$AL_{i_{is}} = \frac{A}{g} \cdot u\,(c_1 \cos\alpha_1 - c_2 \cos\alpha_2) = -0{,}05 \text{ Kal.}$$

$AL_{i_{16}}$ wird negativ, d. h. das Rad gibt an den Dampf noch Arbeit in diesem Betrage ab, was in einer Vermehrung der Erzeugungswärme des Dampfes beim Durchgang durch die Stufe zum Ausdrucke kommt (siehe Fig. 38, welche die Expansionslinie innerhalb der Stufe 16 darstellt und in gleicher Weise wie Fig. 36 erhalten wird).

Zur Bestimmung der indizierten Arbeit kann auch wie bei der Aktionsturbine die Energiebilanz benutzt werden.

Energiebilanz.

Zur Verfügung gestelltes Wärmegefälle

$$\Phi_{16} = 1{,}61 \text{ Kal.}$$

ab Verluste:

1. Leitradverlust . . $= \zeta_1 \cdot \Phi_{16\,\text{Leitrad}} = 0{,}15$ „
2. Stoßverlust beim Eintritt in das Laufrad . . . $= \frac{A}{2g}(w_1')^2 = 0{,}25$ „
3. Reibungsverlust im Laufrad

$$w_2 \backsim 0{,}78\, w_{1\,\text{def}}' = \frac{A}{2g}\,[w_{1\,\text{def}}'^2 - w_2^2] = 0{,}13 \text{ „}$$

4. Austrittsverlust . . . $= \frac{A}{2g} c_2^2 = 1{,}13$ „

Summe der Verluste $\Sigma V = 1{,}66$ Kal.

Hieraus erhält man die indizierte Arbeit zu

$$AL_{i_{16}} = \Phi_{16} - \Sigma V = -0{,}05 \text{ Kal.}$$

Der indizierte Wirkungsgrad der Stufe

$$\eta_i = \frac{AL_{i_{16}}}{\Phi_{16}} = -0{,}03$$

ist ebenfalls negativ, was durch den hohen Wert von $\frac{u}{c_1} = 1{,}365$ begründet ist.

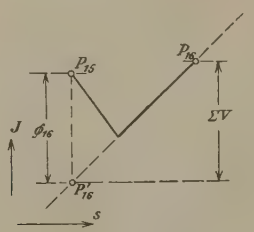


Fig. 38.

Die Darstellung im *J-S*-Diagramm (siehe Fig. 38) gibt den Zustand des Dampfes vor der Stufe 16 resp. nach der Stufe 15; durch fortgesetzte Anwendung des gleichen Verfahrens erhält man die Zustandskurve des Dampfes längs der Schaufelung (siehe auch Fig. 34). Von Stufe 12 ab, die eben noch voll gefüllte Querschnitte besitzt, wegen des Fehlens jeglichen Druckabfalles im Laufrad als Grenzturbine anzusprechen ist, arbeiten die Stufen als Aktionsräder (siehe auch Zahlentafel 10). Aus dem auf die einzelnen Stufen entfallenden Wärmegefällen und den daraus erhaltenen Arbeitsmengen AL_i [6]) berechnet sich in gleicher Weise wie oben die indizierte Leistung der Maschine

$$N_i = \frac{\Sigma(D - G_u) \cdot AL_i}{632} = 507{,}2 \text{ PS.}$$

Zieht man hiervon die mechanischen Verluste (Rad- und Lagerreibung) ab, so verbleibt eine Effektivleistung von $N_e = 391{,}6$ PS, woraus sich D_e zu 7,66 kg pro PS/Std. ergibt.

[6]) In den mit Reaktion arbeitenden Rädern 15—13 wurde der „Spaltverlust" mit 2% berücksichtigt.

Zahlentafel 11. Indizierte Wirkungsgrade.

Dampfaufnahme der Turbine pro Std. kg	10370	5705	3000
Indizierte Leistung N_i . . . . . PS	2265	1117,5	507,2
Adiab. Wärmegefälle der Schauflg. Kal.	201,5	181,7	160,2
Indiz. Wirkungsgrad η_i inkl. Nabenverl.	0,685	0,6815	0,667
Indiz. Wirkungsgrad η_i' exkl. Nabenverl.	0,725	0,726	0,716
Verlustkoeffizient der Nabenundichtigkeit $\varrho = \frac{\eta_i}{\eta_i'}$	0,945	0,939	0,931

Anm. Die Abnahme von ϱ rührt von der zunehmenden Leistungskonzentration in den Hochdruckstufen her.

Die nahezu vollständige Übereinstimmung der Werte von η_i' (s. Zahlentafel 11) bedingt zusammen mit dem geradlinigen Verlauf der Kurven konstanten Druckes für das Sättigungsgebiet im J-S-Diagramm, daß die einzelnen Expansionslinien annähernd äquidistante Kurven sind. Diese Erkenntnis gibt uns eine Richtlinie für die Wahl des Zustandspunktes nach der Turbine, der ja bei der oben angegebenen Methode der Berechnung für Teillast vorerst angenommen werden muß. Eine Kontrolle für die Richtigkeit der Annahme besteht in dem Umstand, daß der sich für den Zustand des Dampfes vor der ersten Stufe ergebende Punkt auf die Drosselkurve fallen muß, welche durch den dem Dampfzustande vor Ventil entsprechenden Punkt geht, und außerdem einen Druck p_1' aufweisen muß, der mit großer Annäherung im Verhältnis der stündlichen Dampfmengen kleiner ist als der bei Vollast an derselben Stelle herrschende Druck p_1. Dabei ist der Einfluß des von den Gehäusewandungen herrührenden Strahlungsverlustes vernachlässigt; einer Berücksichtigung dieser Größe stehen keine prinzipiellen Schwierigkeiten entgegen (siehe auch Abschnitt I). In der Zahlentafel 12 sind die aus dem J-S-Diagramm ermittelten Drücke vor den einzelnen Stufen für 10370, 5705 und 3000 kg pro Stunde zusammengetragen und die in den Rubriken für $\frac{p_{x\,\text{kg}}}{p_{10370\,\text{kg}}}$, d. h. für den Quotienten

$$\frac{\text{Druck vor einer Stufe bei Teilbelastung}}{\text{Druck vor derselben Stufe bei 10370 kg}}$$

stehenden Ziffern zeigen, daß dieses Verhältnis sich sehr rasch auf den jeweiligen Wert des Quotienten

$$\frac{\text{Dampfaufnahme bei Teilbelastung}}{\text{10370 kg}}$$

einstellt. Die im Abschnitt I schon aufgestellte Regel, daß der Dampfdruck in den meisten Stufen bei unveränderten Dampfverhältnissen vor der Maschine für beliebige Belastungen proportional der jeweils durch

Zahlentafel 12. Druckverlauf.

Dampfmenge	10370 kg	5705 kg		3000 kg	
	Druck	Druck	$\frac{p\ 5705\ kg}{p\ 10370\ kg}$	Druck	$\frac{p\ 3000\ kg}{p\ 10370\ kg}$
Nach Stufe 16	0,06	0,06	1,00	0,06	1,00
Vor Stufe 16	0,092	0,0695	0,76	0,0635	0,69
Vor Stufe 15	0,140	0,087	0,62	0,0705	0,50
14	0,215	0,119	0,55	0,082	0,38
13	0,320	0,172	0,54	0,103	0,32
12	0,460	0,254	0,55	0,139	0,30
11	0,660	0,362	0,56	0,193	0,29
10	0,935	0,505	0,54	**0,264**	0,285
9	1,30	**0,717**	0,55	**0,368**	0,285
8	1,78	**0,956**	0,535	0,492	0,275
7	**2,40**	1,285	0,535	0,672	0,28
6	**3,20**	1,72	0,535	0,898	0,28
5	4,245	2,315	0,55	1,20	0,285
4	5,52	3,02	0,55	1,60	0,29
3	7,07	3,91	0,55	2,04	0,29
2	9,65	5,33	0,55	2,82	0,29
1	13,00	7,15	0,55	3,76	0,29
Dampfmenge 10370 kg	1,0		**0,55**		**0,29**

die Maschine strömenden stündlichen Dampfmenge ist, findet damit ihre Bestätigung. Bemerkenswert ist, daß der Wert dieses Druckverhältnisses etwas unter den Normalwert sinkt, sobald die Sättigungslinie von der Zustandskurve überschritten wird (in der Zahlentafel 12 durch gesperrt gedruckte Ziffern für die Drücke vor bzw. hinter der Stufe hervorgehoben) und

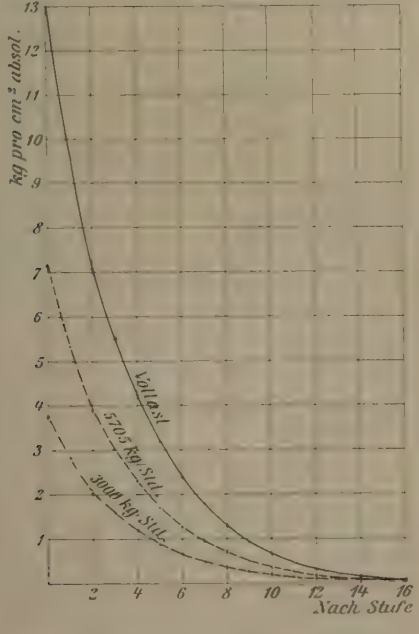


Fig. 39. Zoelly-Turbine. Druckverlauf.

diesen normalen Wert erst in den Hochdruckstufen allmählich wieder erreicht, was mit der Verschiedenheit der Dampfaufnahme der Stufen an überhitztem gegenüber gesättigtem Dampf zusammenhängt. (Siehe auch Abschnitt I.) Fig. 39 stellt die Kurven des Druckverlaufes längs der Turbine bei Vollast und den beiden Teilbelastungen dar, wie sie sich bei den durchgeführten Berechnungen ergeben haben.

Aus der Zusammenstellung Zahlentafel 10 geht hervor, daß sich die Wärmegefälle bei Teilbelastung sehr ungleich auf die einzelnen Stufen verteilen; es tritt auch hier, wie bei der Curtisturbine, eine Zusammendrängung der Leistung nach dem Hochdruckteil der Turbine ein. Würde die bei Teilbelastung eintretende Verkleinerung des Gesamtwärmegefälles eine gleichmäßige Verminderung der Einzelwärmegefälle bewirken, so würde die Turbine in einem größeren Belastungsgebiet mit höherem indizierten Wirkungsgrad η_i arbeiten als bei Vollast, da die einzelnen Stufen für Vollast mit Werten von $\frac{u}{c_1}$ berechnet wurden, die im aufsteigenden Ast der Wirkungsgradkurve liegen und noch weit vom Maximum des Wirkungsgrades entfernt sind. Die beiden letzten Stufen 15 und 16 wurden in der Berechnung für 5705 kg

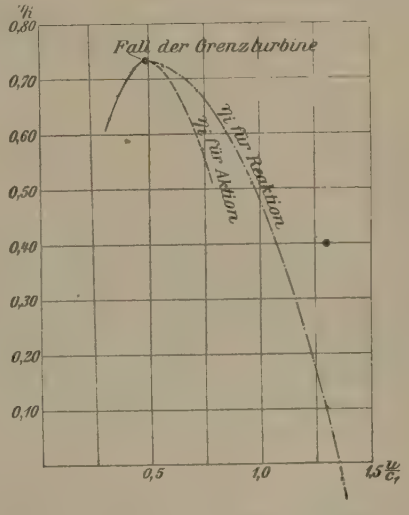


Fig. 40. Zoelly-Turbine. Wirkungsgradkurven.

als Aktionsturbinen behandelt; da sie wegen der Beschränkung in den Querschnitten, wie schon oben erörtert, nach dem Reaktionsprinzip arbeiten werden, werden die in ihnen erzielten Wirkungsgrade etwas höher als die berechneten sein, was jedoch den Wert von D_e nur wenig ändert. Fig. 40 enthält die auf Grund der Zusammenstellung (Zahlentafel 10) gezeichneten Kurven des Wirkungsgrades η_i für die einzelnen Stufen als Funktion von u/c_1. Bei Werten von $u/c_1 < 0{,}4815$ arbeiten die Stufen nach dem Aktionsprinzip, bei solchen, die $> 0{,}4815$ sind, nach dem Reaktionsprinzip. Aus dem Verlauf der Kurven ersieht man, daß durch Eintreten der Reaktionswirkung der Wirkungsgrad gegenüber dem bei Aktion erzielten Werte bedeutend erhöht wird. (Siehe auch Dr. Bär, a. a. O. S. 15.) Aus dem Diagramm Fig. 41, das die charakteristischen Kurven des stündlichen und des spezifischen Dampfverbrauches als Funktion der Leistung in PS_e enthält, ergibt sich, daß bei Übergang von 2000 PS auf 1000 PS D_e um 14,8% wächst. Zum

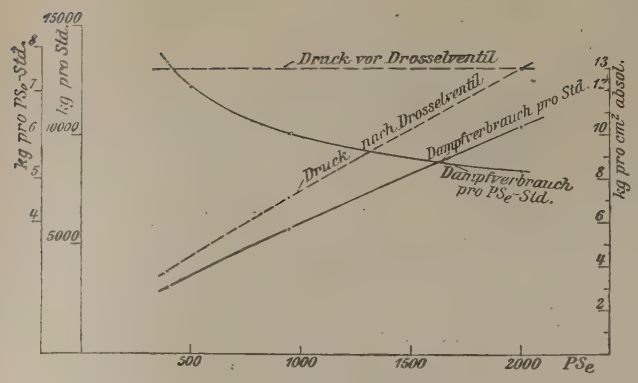


Fig. 41. Zoelly-Turbine.

Zunahme des D. V. pro PS_e-Std. bei Übergang von 3000 auf 1000 PS_e um 14,8 %.

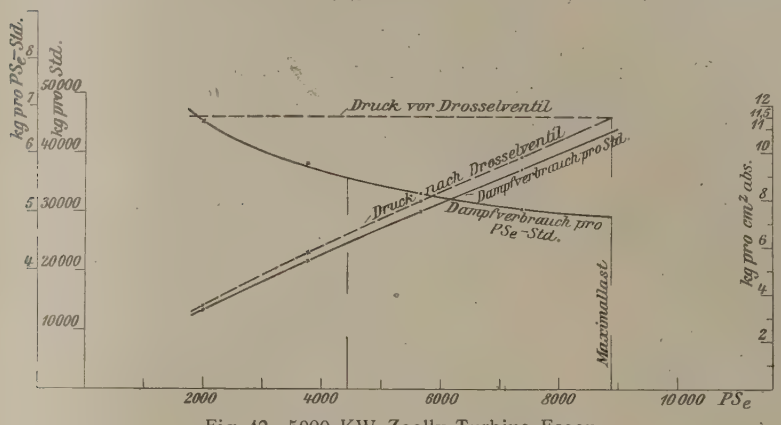


Fig. 42. 5000 KW Zoelly-Turbine Essen. Weishäupl, Z. d. V. d. I. 1908, S. 1429.

Leistungen reduziert unter der Annahme, daß Wirkungsgrad, bezogen auf PS_e, konstant ist, im Verhältnis der auf die Schaufelung entfallenden Wärmegefälle auf 11,5 Atm. abs., 275° C vor Ventil und 0,11 Atm. abs. im Abdampfstutzen.

Zunahme des D. V. pro PS_e-Std. bei Übergang von Maximallast = 8880 PS_e auf die Hälfte 13,7 %.

Vergleiche sind in der Fig. 42 die Ergebnisse eines vom Essener Dampfkesselrevisionsverein an einer 5000 KW Zöllyturbine des Rheinisch-westfälischen Elektrizitätswerkes durchgeführten Versuches dargestellt.

Parsonsturbine.

Allgemeine Bemerkungen über die Verteilung der Einzelwärmegefälle auf die Druckstufen und über die Dimensionierung der Schaufelung.

Macht man die Annahmen, daß die Austrittsgeschwindigkeit aus einer Stufe ohne Verlust beim Übergang in der nächstfolgenden Stufe voll ausgenutzt wird, und daß der Reaktionsgrad gleich $^1/_2$ ist, wofür bekanntlich die Ein- und Austrittsdreiecke im Geschwindigkeitsdiagramm einander gleich werden, so ergibt sich das pro Stufe (Leit- und Laufrad) umgesetzte Wärmegefälle nach Banki zu

$$\Phi = 2\,\frac{A}{2g}\cdot[(1+\zeta)\,c_1^2 - c_2^2].$$

Da in diesem Falle $c_2^2 \approx 0{,}5\,c_1^2$ ist, so schreibt sich auch

$$\Phi \approx 2\,\frac{A}{2g}\cdot[0{,}5+\zeta]\,c_1^2 \approx K_1\,c_1^2.$$

Der Verlustkoeffizient ζ soll wie bei der Zoellyturbine ebenfalls als konstant und unabhängig von der Geschwindigkeit angenommen werden. Der Wirkungsgrad einer Stufe

$$\eta_i = \frac{2\,\frac{u}{c_1}\cos\alpha - \left(\frac{u}{c_1}\right)^2}{\zeta + 2\,\frac{u}{c_1}\cos\alpha - \left(\frac{u}{c_1}\right)^2}$$

(siehe Banki, Abstufungstafel für Dampfturbinen Z. d. V. 1904)

hängt dann bei konstantem $\measuredangle\,\alpha$ nur von dem Verhältnis $\frac{u}{c_1}$ ab

$$\eta_i = f\left(\frac{u}{c_1}\right).$$

Stellt man nun bei der Neuberechnung einer Turbine die Bedingung, daß die Turbine in allen Stufen gleichhohen Wirkungsgrad η_i besitzt, so hat man also u und c_1 in allen Stufen derart zu wählen, daß ihr Verhältnis $\frac{u}{c_1} =$ konst $= K_2$ ist.

Damit wird das Stufengefälle $\Phi = K_1 \cdot \frac{u}{K_2^2} = K_3\,u^2$: d. h. auch bei der Parsonsturbine mit konstantem Wirkungsgrad η_i in allen Stufen verhalten sich die pro Stufe umgesetzten Einzelwärmegefälle wie die Quadrate der Umfangsgeschwindigkeiten.

Gegeben sei die Zahl s der Stufen, von denen

s_1 in der I. Durchmesserstufe
s_2 „ „ II. „
s_n „ „ n-ten „

liegen; außerdem das Verhältnis der Umfangsgeschwindigkeiten $u_1 : u_2 \ldots u_n$, oder was dasselbe ist, das Verhältnis der Durchmesser $D_1 : D_2 \ldots D_n$. Dann gilt für die Unterteilung des totalen Wärmegefälles

$$\mu \cdot \Phi_0 = s_1\left(\frac{D_1}{D_n}\right)^2 \cdot \Phi_n + s_2 \cdot \left(\frac{D_2}{D_n}\right)^2 \cdot \Phi_n + \ldots s_n\,\Phi_n.$$

Für das Einzelgefälle in der I. Durchmesserabstufung ergibt sich

$$\Phi_1 = \left(\frac{D_1}{D_n}\right)^2 \cdot \Phi_n \text{ usw.};$$

das Gefälle pro Durchmesserabstufung ist auch hier $s_1\Phi_1$; $s_2\Phi_2$ usw. Will man eine Unterteilung derart vornehmen, daß sich $\frac{u}{c_1}$ längs der Turbine ändert, so kann dafür eine ähnliche Rechnung wie bei der Zoellyturbine durchgeführt werden; doch zeigen die ausgeführten Parsonsturbinen nahezu gleiche Werte von $\frac{u}{c_1}$ in allen Stufen (siehe Dr. Gensecke, „Untersuchungen an einer Parsonsturbine“, Z. f. T. 1909, S. 160, Fig. 34).

Bei der Verteilung der Wärmegefälle auf die einzelnen Stufen und Durchmesserabstufungen ist bei der Parsonsturbine noch der Umstand zu beachten, daß diese — wie bis heute allein üblich — in allen Stufen voll beaufschlagt ausgeführt wird. Diesem Umstand entspricht eine weitere Bedingungsgleichung, die mit Hilfe der Deinleinschen Orientierungsgleichung erhalten wird (siehe Dr. Deinlein, S. 56). Diese für den Durchmesser einer voll beaufschlagten Turbine geltende Gleichung lautet:

$$D_{\text{mittl}} = \sqrt{\frac{60 \cdot G_{\text{Schaufl}} \cdot v \cdot K}{\varepsilon \cdot \pi^2 \cdot n \cdot \frac{c_a}{u}}};$$

hierin bedeutet:

G_{Schaufl} das sekundliche Dampfgewicht (durch die Schaufelung strömend);

v das spezifische Dampfvolumen;

K das Verhältnis $\frac{\text{mittl. Durchmesser}}{\text{Schaufelhöhe}}$;

ε einen Faktor, der der Querschnittsverengung durch die Schaufelstärken Rechnung trägt (Deinlein hatte diese Verengung vernachlässigt);

c_a die axiale Geschwindigkeit;

u die Umfangsgeschwindigkeit.

Sie gilt für jede Stufe der Turbine.

Bei der Parsonsturbine normaler Bauart wird für jede Durchmesserabstufung ein „Entlastungskolben" vorgesehen. Wie schon im Abschnitt I ausgeführt wurde, geht ein Teil des gesamten Dampfverbrauches der Maschine durch die Labyrinthdichtung dieser Entlastungskolben; es ist dort bewiesen worden, daß dieser Teil sich proportional mit der Dampfaufnahme ändert. Nun ist der Dampfverbrauch der n-Entlastungskolben verschieden, so daß die durch die Schaufelungen der n-Durchmesserabstufungen strömenden sekundlichen Dampfmengen ebenfalls voneinander abweichen; sie sollen mit G_1, G_2 . . . G_n bezeichnet werden.

In der Orientierungsgleichung für den Durchmesser ändert sich dann bei Übergang von einer Abstufung zur andern G_{Schaufl}, v, K, ε; konstant bleibt $\frac{60}{\pi^2}$, n und, wenn der Schaufelwinkel α in der ersten Stufe jeder Abstufung von gleicher Größe ist, bei einer Turbine mit konstantem η_i auch $\frac{c_a}{u}$. Es gilt dann als weitere Bedingungsgleichung die Proportionalität:

$$D_1 : D_2 : D_3 \ldots D_n = \sqrt[3]{\frac{G_1 \cdot v_1 \cdot K_1}{\varepsilon_1}} : \ldots \sqrt[3]{\frac{G_n \cdot v_n \cdot K_n}{\varepsilon_n}}.$$

Über K und ε sind auf Grund von Erfahrungen leicht Annahmen zu machen; die sekundlichen Dampfgewichte G_{Labyr} für $G_n = G - G_{\text{Labyr. d. betr. Entl.-Kolb.}}$ sind für die erste Rechnung anzunehmen und können dann am Schlusse die hierfür gemachten Annahmen durch Vergleich mit den Erfahrungswerten auf ihre Richtigkeit nachgeprüft werden, gegebenenfalls ist die Berechnung der Turbine noch einmal zu wiederholen.

Die sekundliche Dampfaufnahme G der Turbine muß aus einem vorläufig angenommenen Werte des Wirkungsgrades η_i berechnet werden. Zur angenäherten Bestimmung der spezifischen Volumina v_1, v_2 . . . v_n kann folgender Weg eingeschlagen werden: Man bildet sich die Summe der auf jede Durchmesserabstufung entfallenden adiabatischen Gefälle, immer gerechnet von dem Anfangspunkt der Abstufung auf der Expansionslinie bis zur Linie des Druckes nach der betreffenden Abstufung (siehe Fig. 43), sie sei mit $\mu' \cdot \Phi_0$

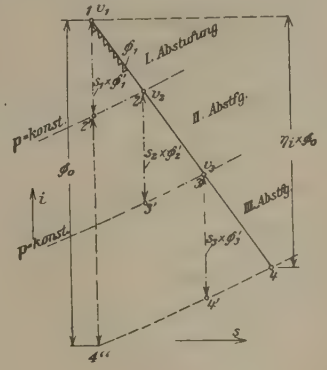


Fig. 43.

bezeichnet, wobei $\mu' < \mu$ ist, wie die nachstehenden Ausführungen ergeben werden. Der Koeffizient μ' berücksichtigt, wie der Koeffizient μ den zurückgewonnenen Teil der Verlustwärme (siehe Stodola „Dampfturbinen" III, S. 39 bis 40). μ entspricht nun der wirklichen Expansionslinie, welche sehr angenähert durch die Gerade 1 2 3 4 (siehe Fig. 43) ersetzt werden kann, und wird gewonnen durch Vergleich der Summe aus den Einzelwärmegefällen der s-Stufen und dem adiabatischen Wärmegefälle Φ_0, also

mit Hilfe der Gleichung $\mu = \frac{\sum_0^s \Phi}{\Phi_0}$. μ gehört zu dem Kurvenzuge 1 2′ 2 3′ 3 4′ und bestimmt sich zu $\mu' = \frac{\overline{12'} + \overline{23'} + \overline{34'}}{\overline{14''}}$. Die Vergrößerung des Wärmegefälles durch die rückgewinnbare Reibungswärme äußert sich im J-S-Diagramm dadurch, daß die Isobaren gegen das überhitzte Gebiet zu divergieren. Dies erklärt, daß die Summe der s-Stufeneinzelwärmegefälle größer als Φ_0 ist, d. h. daß $\mu > 1$ ist. Es geht daraus aber auch hervor, daß einerseits die Summe der s_1- bzw. s_2-Stufenwärmegefälle in jeder Abstufung größer ist als der zugehörige adiabatische Abstufungswärmegefälle $\overline{12'}$ bzw. $\overline{23'}$ usw. und anderseits die Summe der adiabatischen Abstufungswärmegefälle $(\overline{12'} + \overline{23'} + \overline{34'})$ ebenfalls größer als das adiabatische Gefälle Φ_0 ist, d. h. es folgt daraus, daß $1 < \mu' < \mu$ ist.

Führt man nun die Unterteilung von $\mu' \Phi_0$ für die s-Stufen nach der oben für $\mu \Phi_0$ entwickelten Methode durch, so erhält man Abstufungswärmegefälle $s \cdot \Phi_1'$; $s_2 \cdot \Phi_2'$ . . . $s_n \cdot \Phi_n'$, die im Verhältnis $\frac{\mu'}{\mu}$ kleiner sind als die entsprechenden Werte $s_1 \cdot \Phi_1$; $s_2 \cdot \Phi_2$ und die

mit den aus dem *J-S*-Diagramm (siehe Fig. 43) ermittelten Werten übereinstimmen müssen. Die spez. Volumen der so gewonnenen Teilpunkte stellen angenähert die Werte von $v_1, \ldots v_n$ dar[7]). Da μ' vorerst nicht bekannt ist, muß für die erste Rechnung eine Annahme hierfür gemacht werden. Im übrigen braucht die Proportionalitätsgleichung nicht genau erfüllt zu sein, da sie selbst nicht streng richtig ist (die wirkliche Expansionslinie weicht von der vorläufig angenommenen Graden ab) und kleinere Fehlbeträge nachträglich durch Änderungen der Ziffern für K, $\frac{c_a}{u}$ usw. verbessert werden können.

Dimensionierung der Schaufelung. Aus dem Ausdrucke für den indizierten Wirkungsgrad einer Stufe

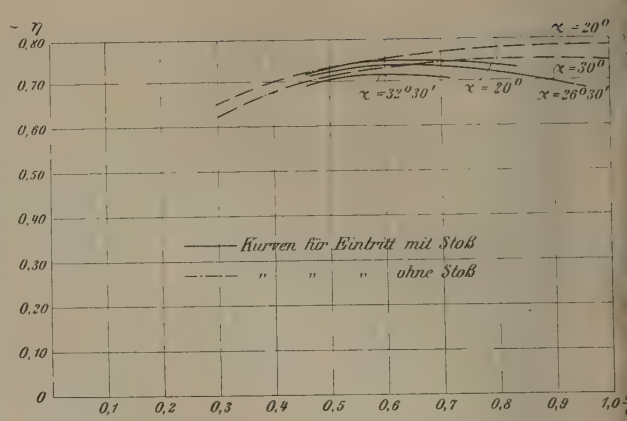


Fig. 44. Parsons-Turbine. Wirkungsgradkurven.

Zahlentafel 13. Tabelle der Wirkungsgrade der Schaufelung
(berechnet nach der Formel von Banki.) $\zeta = 0{,}25$

$\frac{u}{c_1}$		0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\alpha = 16°$	$\frac{C_a}{u}$	0,92	0,69	0,55	0,46	0,395	0,345	0,307	0,276
	η_i	0,659	0,708	0,739	0,760	0,774	0,781	0,787	0,787
$\alpha = 20°$	$\frac{C_a}{u}$	1,14	0,86	0,685	0,572	0,490	0,428	0,380	0,343
	η_i	0,652	0,702	0,732	0,753	0,765	0,774	0,777	0,777
$\alpha = 25°$	$\frac{C_a}{u}$	1,41	1,06	0,86	0,707	0,606	0,529	0,470	0,423
	η_i	0,646	0,693	0,724	0,744	0,757	0,764	0,767	0,764
$\alpha = 30°$	$\frac{C_a}{u}$	1,67	1,25	1,00	0,835	0,715	0,625	0,555	0,500
	η_i	0,622	0,680	0,712	0,731	0,742	0,748	0,749	0,744
$\alpha = 40°$	$\frac{C}{u}$	2,18	1,64	1,31	1,09	0,935	0,817	0,726	0,653
	η_i	0,594	0,643	0,673	0,689	0,699	0,701	0,693	0,680

$$\eta_i = \frac{2\frac{u}{c_1}\cos\alpha - \left(\frac{u}{c_1}\right)^2}{\zeta + 2\frac{u}{c_1}\cos\alpha - \left(\frac{u}{c_1}\right)^2}$$

ergibt sich, daß dieser bei konstantem Werte von ζ nur vom $\sphericalangle\alpha$ und $\frac{u}{c_1}$ abhängig ist und zwar mit beiden wächst, wie dies aus Zahlentafel 13 und aus der Fig. 44 ersichtlich ist. Die strichpunktierten Linien der Fig. 44 stellen die Kurven des Wirkungsgrades η_i als Funktion von $\frac{u}{c_1}$ für $\alpha = 20°$ und $\alpha = 30°$ dar, wobei die Eintrittswinkel des Leit- und Laufrades für jeden Wert von $\frac{u}{c_1}$ so ausgebildet sind, daß der Dampfeintritt stoßfrei erfolgt; die ausgezogenen Linien, die zum Zwecke des Vergleiches in derselben Figur eingetragen sind, und die die Änderung des Wirkungsgrades η_i einer bestimmten Stufe mit konstanten Schaufelwinkeln bei Änderung von $\frac{u}{c_1}$ unter Berücksichtigung des Stoßes darstellen, werden später noch besprochen. Hat man sich nun für ein bestimmtes K entschieden, so ist durch die Orientierungsgleichung der mittlere Durchmesser und damit auch die Schaufellänge l am Anfang dieser Stufe bestimmt. Die Volumenzunahme innerhalb einer Durchmesserstufe erfordert bei Annahme der Gleichheit der Stufeneinzelgefälle entweder Zunahme der Schaufelwinkel oder zunehmende Schaufellängen. In der Praxis hat sich nun das Verfahren herausgebildet, an Stelle der eigentlich erforderlichen stetigen Zunahme der Schaufellängen in einer Durchmesserstufe Gruppen mit jeweilig kon-

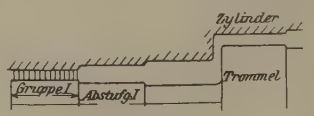


Fig. 45.

[7]) Die so durchgeführte Rechnung liefert für die Werte $v_1 \ldots v_n$, die dem Austritt aus dem Leitrad entsprechen, die Volumwerte am Eintritt ins Leitrad (hier zulässig).

stanter Schaufellänge zu bilden, die notwendige Volumzunahme aber innerhalb einer solchen Gruppe durch allmähliche Vergrößerung des $\sphericalangle \alpha$ zu berücksichtigen (siehe Fig. 45 und die Aufsätze über „The Brush El. Engg. Co's Turbine", Eng. 1908, S. 202 und über „The Willans and Robinson's Turbine", Eng. 1908, S. 2).

Viele Parsonsturbinenfirmen wenden in den einzelnen Gruppen mit konstanter Schaufellänge auch noch einen konstanten mittleren Winkel an; hierdurch werden aber die Einzelwärmegefälle ungleich. Die genaue Berechnung einer solchen Schaufelung ist sehr schwierig, so daß hierfür eine empirische Berechnung vorzuziehen ist.

Würde man die Volumenzunahme innerhalb einer Durchmesserstufe allein durch Winkelzunahme erzielen wollen, so würde — wenn dies überhaupt möglich wäre — der Wirkungsgrad η_i sehr stark sinken (siehe Zahlentafel 13). Man wird deshalb zweckmäßig den $\sphericalangle \alpha$ nur bis zu einem bestimmten Maximalwerte α' zunehmen lassen und dann unter gleichzeitigem Zurückgehen auf den Anfangswert des Winkels die Schaufelhöhe vergrößern.

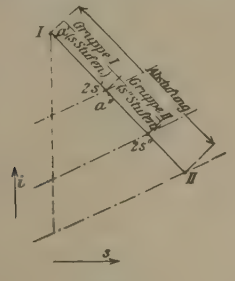


Fig. 46.

Die Gruppenbildung kann nach der nachstehend entwickelten Methode erfolgen, wobei sich für die nötigen Winkel α' und Schaufellängen höchst einfache Beziehungen ergeben. Hat man die Expansionslinie längs einer Durchmesserstufe vorläufig unter An-

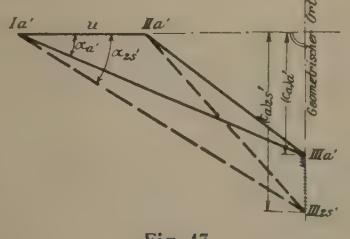


Fig. 47.

nahme eines Wertes von η_i als Gerade im J-S-Diagramm (Fig. 46) gezeichnet und teilt man die dieser Abstufung mit s-Stufen entsprechende Strecke I bis II in $2\,s$ gleiche Teile, so entspricht Punkt a' dem Austritt aus dem ersten Leitrad der ersten Gruppe und — bei der in Fig. 13 vorläufig angenommenen Gruppenbildung — Punkt $2\,s'$ dem Austritt aus dem letzten (s'ten) Laufrad der ersten Gruppe usf.

Dreieck $I_{a'}\,II_{a'}\,III_{a'}$ (Fig. 47) stellt das zum Punkte a' gehörige Austrittsdreieck aus dem ersten Leitrade der ersten Gruppe, das gestrichelte Dreieck das Austrittsdreieck für das letzte Laufrad dieser Gruppe dar. Aus mehreren zur Aufklärung der Verhältnisse durchgeführten Rechnungen hat sich ergeben, daß der geometrische Ort der Dreieckspitzen III ungefähr eine zu u senkrechte Linie ist (siehe auch Deinlein, S. 52). Dies gibt eine höchst einfache Bedingungsgleichung für den $\sphericalangle \alpha_{2s'}$

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_{2s'}}{\operatorname{tg}\alpha_{a'}} = \frac{(c_a)_{2s'}}{(c_a)_{a'}} = \frac{v_{2s'}}{v_{a'}} \sim \frac{2s'-1}{2s'} \cdot \frac{v_{2s'}}{v_1}.$$

Läßt man, was zweckmäßig ist, den $\sphericalangle \alpha$ in allen Gruppen zwischen denselben Grenzen variieren, so ist bei x Gruppen in der Abstufung

$$\frac{v_{2s'}}{v_1} \cong \sqrt[x]{\frac{v_{II}}{v_1}} \text{ und } \frac{\operatorname{tg}\alpha_{2s'}}{\operatorname{tg}\alpha_{a'}} \sim \frac{2s'-1}{2s'} \sqrt[x]{\frac{v_{II}}{v_1}}. \qquad \left(s' \sim \frac{s}{x}\right).$$

Die Schaufelhöhe l' der ersten Gruppe erhält man aus

$$G_{\text{Schaufig}} \cdot v_{a'} = \varepsilon \cdot D \cdot \pi \cdot l' \cdot (c_a)_{a'}$$

und diejenige der zweiten Gruppe zu

$$l'' = l' \cdot \frac{v_{a''}}{v_{a'}} \text{ usw.}$$

Bei der endgültigen Konstruktion der Expansionslinie innerhalb einer Abstufung ist zu beachten, daß das auf das erste Leitrad der Durchmesserabstufung entfallende Einzelwärmegefälle größer ist als das normale, da diesem Leitrade der Dampf nur mit einer verhältnismäßig kleinen, in der späteren Rechnung vernachlässigten Geschwindigkeit zuströmt. Außerdem ergibt sich, daß das vom ersten Leitrade der zweiten, dritten usw. Gruppe verbrauchte Wärmegefälle wegen der Ausnutzung der vom letzten Laufrad der vorhergehenden Gruppe herrührenden verhältnismäßig hohen Austrittsgeschwindigkeit etwas kleiner ist als das normale.

Von einer Berücksichtigung des „Spaltverlustes" wurde hier Abstand genommen, da eine rationelle Berechnung seines Einflusses auf den Wirkungsgrad der einzelnen Stufen und auf die auszuführende Schaufellänge nur bei der nicht bandagierten Schaufelung möglich sein dürfte (bei der besonders in Amerika beliebten Versteifung der Schaufelung mit aufgenieteten ⊔-förmigen Bändern treten zweifellos Stoß- und Wirbelverluste auf). Im übrigen bedingt eine Vervollständigung der Rechnung nach dieser Richtung mit Berücksichtigung der an den einzelnen Bauausführungen gewonnenen Erfahrungsgesetze keinerlei grundsätzliche Änderung in der hier dargelegten Berechnungsweise.

A. Berechnung der Turbine für Vollast.

Der Berechnung der Turbine seien nachstehende Angaben zugrundegelegt:

Effektive Leistung . . . $N_e = 3000$ PS
Tourenzahl . . . . . $n = 1500$
Dampfdruck vor der Maschine . . . . . $p_1 = 11$ Atm. abs.

Dampftemperatur vor der Maschine . . . . . $t = 250^0$ C
Dampfdruck i. Abdampfstutzen . . . . . $p_2 = 0{,}06$ Atm. abs.

Das adiabatische Wärmegefälle bestimmt sich aus dem J-S-Diagramm (siehe Fig. 48) zu $\Phi_0 = 196{,}7$ Kal.

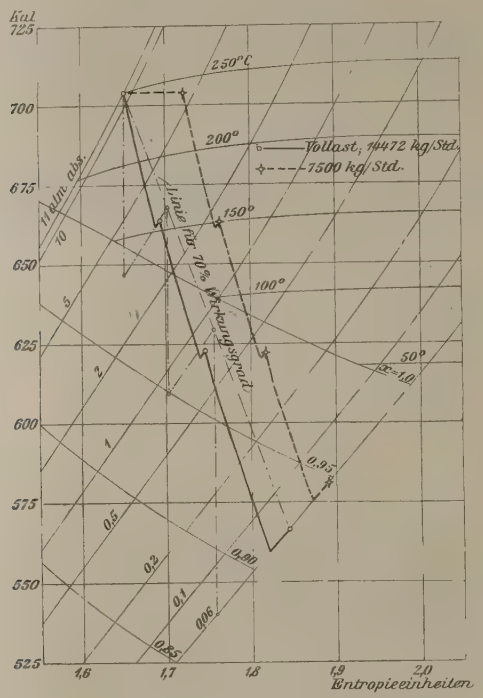


Fig. 48. Parsons-Turbine.

Bevor man an die Unterteilung des Wärmegefälles geht, verschafft man sich zweckmäßig mit Hilfe der Deinleinschen Orientierungsgleichung Aufklärung über die ungefähren Werte des Durchmessers und der Umfangsgeschwindigkeit in der allerersten Stufe. Unter den Größen, von denen nach dieser Orientierungsgleichung der mittlere Trommeldurchmesser abhängig ist, spielt $\frac{c_a}{u}$ die größte Rolle, da dieses Verhältnis wie $\frac{u}{c_1}$ für den Wirkungsgrad der Maschine im wesentlichen bestimmend ist. Es erweist sich als vorteilhaft, in einer Zahlentafel (siehe Zahlentafel 14) die wichtigsten Größen, wie Wirkungsgrad der Stufe η_i, Trommeldurchmesser, Schaufellänge, Umfangsgeschwindigkeit und Stufenwärmegefälle für verschiedene Werte von $\frac{c_a}{u}$ zusammenzustellen; für vorliegenden Fall wurden folgende Annahmen gemacht:

$\varepsilon = 0{,}80$; $K = 22{,}5$; $\sphericalangle \alpha\, 20^0$; $G_{\text{Labyr I}} = 0{,}10\, G$

(Bedeutung der Buchstaben siehe Seite 39)
und der Verlustkoeffizient $\zeta = 0{,}25$.

Das sekundliche Dampfgewicht G wurde mit einem vorläufig angenommenen Wirkungsgrad (inkl. Labyrinthverluste) $\eta_{i\,\text{tot}}$ für eine der verlangten Effektivleistung $N_e = 3000$ PS bei einem mechanischen Wirkungsgrad $\eta_{\text{mech}} = 0{,}95$ entsprechende indizierte Leistung $N_i = 3155$ PS berechnet nach der Formel

$$G = \frac{632 \cdot N_i}{\eta_{i\,\text{tot}} \cdot \Phi_0 \cdot 3600} = 4{,}02 \text{ kg/sek.}$$

Der Drosselverlust durch das Einlaßventil wurde vernachlässigt; für v wurde das Volumen bei Eintritt in das erste Leitrad eingesetzt (siehe Anm. S. 40).

Zahlentafel 14.

$\frac{c_a}{u}$	$\frac{u}{c_1}$	η_i	Durchmesser in m D_m	Schaufellänge l (angen.) mm	u m	c_1 m	c_2 m	Stufenwärmegefälle Φ Kal.
0,40	0,856	0,776	0,606	26,9	47,65	55,70	23,1	0,799
0,50	0,684	0,762	0,562	25,0	44,20	64,60	30,2	1,028
0,70	0,489	0,729	0,503	22,4	39,50	80,70	46,0	1,437
0,75	0,456	0,720	0,490	21,8	38,50	84,50	49,6	1,545
1,00	0,342	0,673	0,446	19,8	35,10	102,7	67,2	2,310

Aus der Zahlentafel 14 ersieht man, daß mit steigendem Werte von $\frac{u}{c_1}$ der Wirkungsgrad η_i zunimmt, wozu noch kommt, daß mit der größeren Schaufellänge der Einfluß des „Spaltverlustes" auf den Wirkungsgrad geringer wird. Hieraus folgt, daß es vorteilhaft sein sollte, möglichst hohe Werte von $\frac{u}{c_1}$ anzunehmen. Allein mit hohen Werten von $\frac{u}{c_1}$ wird das pro Stufe verarbeitete Einzelwärmegefälle Φ immer kleiner; für ein bestimmtes Druckgefälle werden immer mehr Stufen erforderlich, die Turbine baut sich teuerer. Die Betriebssicherheit verlangt außerdem mit größerer Baulänge auch größere Spiele, so daß eine Verringerung des spez. Dampfverbrauchs durch eine Vergrößerung von $\frac{u}{c_1}$ nicht mehr entsteht. Man macht deshalb in der Praxis meist $\left(\frac{u}{c_1}\right)_{\text{mitt}} \sim 0{,}5$. Wie im Abschnitt III noch näher erörtert wird, ist zur Erreichung eines verlangten Durchschnittswertes von $\frac{u}{c_1}$ für die Schaufelung ein bestimmter Wert von $\sum_0^s u^2$ erforderlich, welche Summe über die ganze Länge der Turbine zu nehmen ist. Für die vorliegende Turbine soll der Wert von $\sum_0^s u^2$ zu 220000 angenommen werden. Zur Erreichung dieser Ziffer wurde nachfolgende Anordnung der Schaufelung gewählt:

Schaufelungsschema.

1. Abstufung: $s_1 = 40$ Räder mit $u = 39{,}5$ m: $\Sigma u^2 = 62400$
2. „ $s_2 = 19$ „ „ $u = 57{,}6$ „ $\Sigma u^2 = 63050$
3. „ $s_3 = 11$ „ „ $u = 93{,}3$ „ $\Sigma u^2 = 95750$

$s = 70$ „ „ $\sum_0^s u^2 = 221200$.

Die mit Hilfe der Formel

$$\mu \cdot \Phi_0 = s_1 \left(\frac{D_1}{D_3}\right)^2 \cdot \Phi_3 + s_2 \cdot \left(\frac{D_2}{D_3}\right)^2 \cdot \Phi_3 + s_3 \cdot \Phi_3;\ (\mu = 1{,}06)$$

durchgeführte Unterteilung des totalen Wärmegefälles ergab

$\Phi_1 = 1{,}473$ Kal.; $\Phi_2 = 3{,}125$ Kal.; $\Phi_3 = 8{,}21$ Kal.

Es muß nun noch nachgeprüft werden, ob die getroffene Wahl der Zahl und Durchmesser der Räder der Proportionalitätsgleichung (S. 39) entspricht. Diese ergibt nach Einsetzung der berechneten Werte für die einzelnen Größen, wobei zur Bestimmung der Werte des spez. Dampfvolumens vor den einzelnen Abstufungen v_1, v_2 u. v_3 die auf S. 39 entwickelte Methode benutzt wird, nachstehendes Durchmesserverhältnis:

$$D_1 : D_2 : D_3 = 0{,}424 : 0{,}622 : 1{,}0,$$

$$\varepsilon_1 = 0{,}80; \quad K_1 = 22{,}5; \quad G_{\text{Lab}\,I} = 0{,}10$$
$$\varepsilon_2 = 0{,}85; \quad K_2 = 25{,}0; \quad G_{\text{Lab}\,II} = 0{,}06$$
$$\varepsilon_3 = 0{,}90; \quad K_3 = 32{,}0; \quad G_{\text{Lab}\,III} = 0{,}04$$

das mit der hierfür gemachten Annahme (siehe obenstehendes Schaufelungsschema)

$$D_1 : D_2 : D_3 = u_1 : u_2 : u_3 = 0{,}423 : 0{,}617 : 1{,}0$$

nahezu übereinstimmt; für die nun folgende endgültige Berechnung der Schaufelung können deshalb die oben angegebenen Werte für die Stufenzahl und die Umfangsgeschwindigkeiten in den einzelnen Abstufungen zugrundegelegt werden, wobei Abweichungen von geringem Betrage ohne weiteres zulässig sind.

1. Abstufung. (siehe Fig. 49). Für diese wird endgültig ein Wert von $\frac{c_a}{u} = 0{,}72$ angenommen, das Stufenwärmegefälle berechnet sich zu $\Phi = 1{,}476$ Kal., das Verhältnis $\frac{u}{c_1}$ zu 0,475, der Stufenwirkungsgrad η_i zu 0,725. Aus den Werten des spez. Volumens nach bzw. vor der Abstufung bestimmt sich das Volumverhältnis $\frac{v_2}{v_1} = 2{,}77$.

Es sollen 3 Gruppen mit verschiedenen Schaufelhöhen angewendet werden, innerhalb deren der Eintrittswinkel zwischen α und α' sich ändert. Dem Wert von α' erhält man aus

$$\operatorname{tg}\alpha' \cong \frac{2\frac{s_1}{3} - 1}{2\frac{s_1}{3}} \cdot \sqrt[3]{\frac{v_2}{v_1}} \cdot \operatorname{tg}\alpha \text{ zu} \sim 26^0\,10'.$$

Mit der Vergrößerung des Eintrittswinkels wird aber der Stufungswirkungsgrad η_i gegenüber dem für die erste Stufe geltenden Werte von 0,725 verkleinert. Das letzte Dreieck jeder Gruppe weist einen $\sphericalangle \alpha \sim \alpha'$ und einen Wert für $\frac{u}{c_1} \sim 0{,}457$ auf, was einem Wirkungsgrade $\eta_i \cong 0{,}706$ entspricht. Der mittlere Wirkungsgrad jeder Gruppe berechnet sich hieraus zu

$$\frac{0{,}725 + 0{,}706}{2} \cong 0{,}716.$$

Die erste Gruppe enthalte $s_1' = 14$ Stufen; das hierfür benötigte Wärmegefälle berechnet sich zu

$$\Sigma\Phi = \frac{A}{2g}\left[2s_1' \cdot (1+\zeta)\, c_1^2 - (2s_1' - 1)\, c_2^2\right] = 20{,}93 \text{ Kal.},$$

wobei die Eintrittsgeschwindigkeit in die erste Stufe $= 0$ gesetzt ist. Der gesamte Verlust in dieser Gruppe beträgt

$$\Sigma V = (1 - \eta_{i\,\text{mitt}})\,\frac{A}{2g}\,2s_1' \cdot \left[(1+\zeta)\, c_1^2 - c_2^2\right] = 5{,}86 \text{ Kal.}$$

Fig. 49—52. Parsonsturbine. Geschwindigkeitsdiagramme.

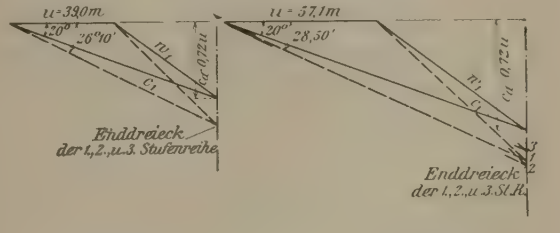


Fig. 49. 1. Durchmesserabstufung.

Fig. 50. 2. Durchmesserabstufung.

Betrieb mit $^1/_1$ Last = 14472 kg/Std.

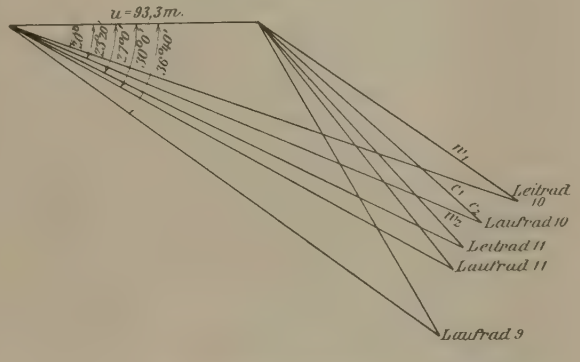


Fig. 51. 3. Durchmesserabstufung. - - 4. Stufenreihe.

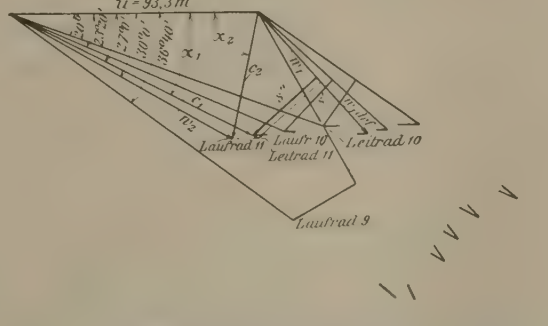


Fig. 52. 3. Durchmesserabstufung. — 4. Stufenreihe.

Betrieb mit 7500 kg/Std.

Mit Hilfe dieser Werte für $\Sigma\Phi$ und ΣV kann die Expansionslinie innerhalb dieser Gruppe im J-S-Diagramm gezeichnet werden.

Bei Bestimmung des Wärmegefälles der zweiten Gruppe ist, wie schon oben ausgeführt, zu beachten, daß ihrem ersten Leitrad der Dampf mit der relativ hohen Austrittsgeschwindigkeit des letzten Laufrades der ersten Gruppe zuströmt. Für die erste Abstufung ergibt die Rechnung folgende Werte:

1. Gruppe $s_1' = 14$ Stufen $\alpha = 20 - 26^0 10'$; $l_1' = 22{,}65$ mm
2. „ $s_1'' = 13$ „ $\alpha = 20 - 25^0 40'$; $l_1'' = 31{,}70$ „
3. „ $s_1''' = 13$ „ $\alpha = 20 - 26^0 10$; $l_1''' = 43{,}60$ „

l_1' usw. berechnet aus $G \cdot v_{korr} = \varepsilon \cdot D\pi \cdot l_1' c_a$.

Beim Übergang auf die neue Durchmesserabstufung geht die absolute Austrittsgeschwindigkeit aus dem letzten Rad wegen der notwendigen Umleitung verloren, weshalb $\frac{A}{2g} c_2^2 = 0{,}73$ Kal. im *J-S*-Diagramm als Verlust aufzutragen ist.

Außerdem kommt an dieser Stelle durch das sog. „Ausgleichrohr" eine gewisse Dampfmenge herein, die sich mit der aus der Schaufelung der ersten Abstufung strömenden bei konstantem Drucke mischt. Wie schon oben erörtert, sind die Dampfmengen, die durch die Labyrinthdichtungen der einzelnen Gegendruckkolben gehen, verschieden; die Differenz zwischen dem Dampfverbrauch des ersten Kolbens (10 %) der Dampfaufnahme) und dem des zweiten (6 %), also 4 % der gesamten Dampfmenge fließt an dieser Stelle der Schaufelung zu. Wird von Strahlungsverlusten abgesehen, so darf die Zustandsänderung durch die Labyrinthdichtung als reine Drosselung angesehen werden (i = konst.). Die Erzeugungswärme x des Dampfes nach der Mischung bestimmt sich aus der Erzeugungswärme des Dampfes nach der Schaufelung = 662 Kal. und der Erzeugungswärme nach der Labyrinthdichtung = 704,2 Kal. mit Hilfe der Gleichung für die Mischung

$0{,}9\ G\,(x - 662) = 0{,}04\ G\,(704{,}2 - x$ zu) $x = 663{,}8$ Kal.

Die Mischung bedingt also eine Vermehrung der Erzeugungswärme um 1,8 Kal.

2. Abstufung (siehe Fig. 50). Eine in gleicher Weise wie oben durchgeführte Rechnung führt für diese zu nachfolgenden Resultaten:

$\frac{c_a}{u} = 0{,}72$; $K = 26{,}0$; $D = 0{,}731$ m; $u = 57{,}1$ m

$\Phi = 3{,}175$ Kal.; $\eta_{i\text{mitt}} = 0{,}711$ $\quad \frac{u}{c_1} = 0{,}475 - 0{,}445$.

1. Gruppe $s_2' = 7$ Stufen $\alpha = 20 - 27^0 40'$; $l_2' = 29{,}6$ mm
2. „ $s_2'' = 7$ „ $\alpha = 20 - 28^0 50'$; $l_2'' = 47{,}0$ „
3. „ $s_2''' = 5$ „ $\alpha = 20 - 25^0 40'$; $l_2''' = 74{,}2$ „

Der Verlust der Austrittsgeschwindigkeit aus dem letzten Laufrad dieser Abstufung bringt eine Zunahme der Erzeugungswärme um 0,73 Kal., die Mischung mit dem hinzukommenden Labyrinthdichtungsdampf eine solche von 1,74 Kal.

3. Abstufung. Bei Berechnung dieser Abstufung wurde die für die beiden ersten angewandte summarische Behandlung aufgegeben, da wegen der großen Wärmegefälle, der jähen Volumzunahme und der daraus entstehenden Abweichung der zu zwei aufeinanderfolgenden Stufen gehörigen Geschwindigkeitsdreiecke dieses Verfahren nur angenäherte Ergebnisse liefern würde. Es wurde deshalb vorgezogen, die Stufen durch Aufzeichnung der einzelnen Geschwindigkeitsdreiecke zu berechnen (siehe Fig. 51). Aus der Rechnung ergaben sich nachfolgende Werte

$u = 93{,}3$ m; $D = 1{,}188$; $\varepsilon = 0{,}9$

1. Gruppe: $l = 46{,}25$ mm
1. Leitrad $1 : \alpha = 20^0$
Laufrad $1 : \alpha = 21^0 50'$

$\Phi = 9{,}21$ Kal.; $AL_i = 5{,}74$ Kal.; $\eta_i = 0{,}731$.

Schaufellänge $l = 46{,}25$ mm, berechnet aus
$\varepsilon \cdot D\pi \cdot l \cdot c_a = G_{\text{Schaufig}} \cdot v = 0{,}96\ G \cdot v \cdot u / c_1 = 0{,}498$.

2. Leitrad $2 : \alpha = 24^0 20'$
Laufrad $2 : \alpha = 26^0 40'$

$\Phi = 7{,}90$ Kal.; $AL_i = 5{,}55$ Kal.; $\eta_i = 0{,}723$; $\frac{u}{c_1} = 0{,}489$.

3. Leitrad $3 : \alpha = 29^0 50'$
Laufrad $4 : \alpha = 32^0 40'$

$\Phi = 7{,}90$ Kal.; $AL_i = 5{,}25$ Kal.; $\eta_i = 0{,}699$; $\frac{u}{c_1} = 0{,}485$.

2. Gruppe: $l = 78{,}25$ mm.
4. Leitrad $4 : \alpha = 20^0$
Laufrad $4 : \alpha = 23^0 5'$

$\Phi = 7{,}90$ Kal.; $AL_i = 6{,}025$ Kal.; $\eta_i = 0{,}727$; $\frac{u}{c_1} = 0{,}484$.

5. Leitrad $5 : \alpha = 26^0 10'$
Laufrad $5 : \alpha = 29^0 10'$

$\Phi = 7{,}90$ Kal.; $AL_i = 5{,}51$ Kal.; $\eta_i = 0{,}714$; $\frac{u}{c_1} = 0{,}484$.

6. Leitrad $6 : \alpha = 32^0 30'$
Laufrad $6 : \alpha = 35^0 40'$

$\Phi = 7{,}90$ Kal.; $AL_i = 5{,}18$ Kal.; $\eta_i = 0{,}691$; $\frac{u}{c_1} = 0{,}478$.

3. Gruppe: $l = 146{,}15$ mm
7. Leitrad $7 : \alpha = 20^0$
Laufrad $7 : \alpha = 23^0 0'$

$\Phi = 7{,}90$ Kal.; $AL_i = 6{,}13$ Kal.; $\eta_i = 0{,}723$; $\frac{u}{c_1} = 0{,}4615$.

8. Leitrad $8 : \alpha = 26^0 40'$
Laufrad $8 : \alpha = 29^0 50'$

$\Phi = 7{,}90$ Kal.; $AL_i = 5{,}49$ Kal.; $\eta_i = 0{,}713$; $\frac{u}{c_1} = 0{,}4845$.

9. Leitrad $9 : \alpha = 32^0 40'$
Laufrad $9 : \alpha = 36^0 40'$

$\Phi = 7{,}90$ Kal.; $AL_i = 5{,}13$ Kal.; $\eta_i = 0{,}689$; $\frac{u}{c_1} = 0{,}4765$.

4. Gruppe: $l = 281{,}4$ mm
10. Leitrad $10 : \alpha = 20^0$
Laufrad $10 : \alpha = 23^0 20'$

$\Phi = 7{,}63$ Kal.; $AL_i = 6{,}10$ Kal.; $\eta_i = 0{,}725$; $\frac{u}{c_1} = 0{,}462$.

11. Leitrad $11 : \alpha = 27^0 0'$
Laufrad $11 : \alpha = 30^0 0'$

$\Phi = 7{,}63$ Kal.; $AL_i = 5{,}35$ Kal.; $\eta_i = 0{,}721$; $\frac{u}{c_1} = 0{,}492$.

Die Einzelwärmegefälle der Gruppe 4 mußten etwas kleiner genommen werden als in den übrigen Gruppen dieser Abstufung, da sonst der Endpunkt nicht auf die Linie $p = 0{,}06$ Atm. gefallen wäre; außerdem sind die Stufenwärmegefälle der ganzen Abstufung durchwegs kleiner als das oben berechnete

Wärmegefälle Φ_3. Es rührt dies davon her, daß der Wert von μ in der Unterteilungsrechnung zu hoch eingeschätzt wurde.

Bei der Berechnung des Wirkungsgrades η_i der einzelnen Stufen muß auf die Differenz der kinetischen Energien Rücksicht genommen werden, die in der absoluten Eintrittsgeschwindigkeit in das Leitrad einer Stufe einerseits und in der absoluten Austrittsgeschwindigkeit aus dem Laufrad dieser Stufe anderseits enthalten sind. Der Energieverlust in einer Stufe berechnet sich zu $\Phi - AL_i - A\frac{A}{2g}c_2^2$.

Nach Auftragen der die Austrittsgeschwindigkeit aus dem letzten Laufrad der dritten Abstufung ausdrückenden Wärmemenge von 1,68 Kal. und der durch den Labyrinthdichtungsdampf des dritten Ausgleichkolbens zugeführten Wärme von 5,5 Kal. pro kg ergibt sich aus dem J-S-Diagramm (siehe Fig. 48) der totale indizierte Wirkungsgrad der Turbine zu

$$\eta_{i\,\text{tot}} = 0{,}699 \backsim 0{,}70 \text{ (wie angenommen).}$$

Mit der sekundlichen Dampfmenge $G = 4{,}02$ kg, welche der Berechnung zugrundegelegt wurde, erzeugt dann die Maschine eine indizierte Leistung von $N_i = 3150$ PS.

Rechnet man für Lagerreibung 60 PS, für Strahlungsverlust 90 PS und vernachlässigt man die jedenfalls geringe Radreibungsarbeit im Dampfe, so entspricht dies einer effektiven Leistung $N_e = 3000$ PS, woraus sich der Dampfverbrauch pro PS-Std. zu $D_e = 4{,}82$ kg berechnet.

B. Berechnung der Leistung bei 7500 kg pro Std.

Man geht auch hier wie bei der Zöllyturbine vom Zustand des Dampfes im Abdampfstutzen aus. Es möge der Punkt $p = 0{,}06$ Atm. abs. und $x = 0{,}938$ ($v = 22{,}64$ cbm), welcher dem Zustand des Dampfes nach dem letzten Laufrad, aber vor der Mischung mit dem vom 3. Ausgleichskolben kommenden Labyrinthdichtungsdampf entsprechen soll, als Ausgangspunkt angenommen werden; welche Forderungen dieser Wert von x außerdem erfüllen muß, wird später noch angegeben werden.

Es ist zu bemerken, daß es nicht zweckmäßig ist, vom Zustand des Dampfes nach der Turbine auszugehen, da vorerst über die verloren zu gebende abs. Austrittsgeschwindigkeit aus dem letzten Laufrad nichts bekannt ist.

Nach den Ausführungen des Abschnittes I bleibt das Verhältnis der Dampfmenge, die durch die Labyrinthdichtungen der Gegendruckkolben geht, zur gesamten Dampfaufnahme der Maschine bei allen Belastungen gleich. Die durch die Stufe 16 gehende Dampfmenge beträgt demnach auch hier wie bei Vollast 0,96 G. und die sich notwendig einstellende axiale Geschwindigkeit

$$c_{a\ \text{Laufrad}} = \frac{9{,}96 \cdot 7500 \cdot 22{,}64}{3600 \cdot 0{,}9 \cdot D\pi \cdot l} = 47{,}9 \text{ m.}$$

Mit der Kenntnis von c_a ist die Konstruktion des für den Austritt aus dem Laufrad geltenden Geschwindigkeitsdreieckes möglich. Macht man nun vorläufig die Annahme, daß der Dampf beim Eintritt ins Laufrad dasselbe spezifische Volumen habe wie beim Austritt aus demselben, was Gleichheit der axialen Geschwindigkeiten bedingt, so läßt sich damit nach der auf S. 18 dargelegten Methode für die Berücksichtigung des Stoßes ein provisorisches Geschwindigkeitsdreieck für den Eintritt ins Laufrad zeichnen (siehe gestricheltes Dreieck Fig. 52). Das bei Ausbildung dieser beiden Geschwindigkeitsdreiecke nötige Wärmegefälle im Laufrade beträgt

$$\frac{A}{2g} \cdot [(1 + \zeta)\, w_2^2 - w_1^2] = \Phi_{\text{Laufrad prov.}} = 1{,}23 \text{ Kal.}$$

und es läßt sich nun aus dem J-S-Diagramm mit Hilfe dieses Wertes der Zustand des Dampfes beim Eintritt ins Laufrad bestimmen.

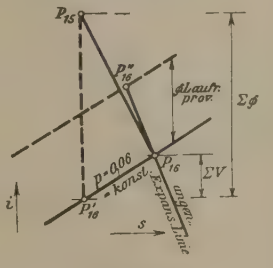


Fig. 53.

Wie aus Fig. 53 ersichtlich ist, erhält man den Zustandspunkt P_{16}'' hierfür als Schnittpunkt einer Äquidistante zu $p = 0{,}06$ im Abstande von $\Phi_{\text{Laufrad prov.}} = 1{,}23$ Kal. und einer nach Gutdünken gezeichneten Expansionslinie, deren Neigung später nachgeprüft werden kann. Es ist dabei zu bemerken, daß kleine Abweichungen in der Neigung dieser Linie bedeutungslos sind.

Im vorliegenden Falle ergibt sich für den Zustand des Dampfes beim Eintritt ins Laufrad $P_{16}'' : p = 0{,}0625$ Atm.; $x = 0{,}939$; $v = 21{,}98$ cbm und damit ein verbesserter Wert der axialen Eintrittsgeschwindigkeit $c_{a\ \text{Leitrad}} = 46{,}5$ m.

Aus dem damit gezeichneten endgültigen Eintrittsdreieck für das Laufrad (voll ausgezogenes A s. Fig. 52) berechnet sich ein endgültiger Wert des Laufradwärmegefälles von $\Phi_{\text{Laufrad def}} = 1{,}25$ Kal.

Eine in gleicher Weise durchgeführte Rechnung für das Leitrad führte zu nachfolgendem Ergebnis: Zustand des Dampfes beim Eintritt ins Leitrad $p = 0{,}0655$ Atm., $x = 0{,}940$, $v = 21{,}23$ cbm; axiale Eintrittsgeschwindigkeit ins Leitrad $c_a = 45{,}0$ m; Wärmegefälle im Leitrad $\Phi_{\text{Leitrad}} = 1{,}42$ Kal.

Das gesamte Wärmegefälle beträgt demnach 2,67 Kal., woraus sich mit der aus dem Geschwindigkeitsdiagramm bestimmten indizierten Arbeit

$$AL_i = A\frac{u}{g} \cdot (c_1 \cos\alpha_1 - c_2 \cos\alpha_2) = 1{,}83 \text{ Kal.}$$

der Wirkungsgrad dieser Stufe zu

$$\eta_i = \frac{AL_i}{\Sigma\Phi \pm \Delta\left(\frac{A}{2g}c_2^2\right)} = 0{,}693$$

bei einem $\frac{u}{c_1} = 0{,}907$ bestimmt; das Glied $\Delta\left(\frac{A}{2g}c_2^2\right) = \frac{A}{2g}c_2^2{}_{\text{Stufe 15}} - \frac{A}{2g}c_2^2{}_{\text{Stufe 16}}$ berücksichtigt dabei die Zu- oder Abnahme der in der absoluten Austrittsgeschwindigkeit c_2 enthaltenen kinetischen Energie.

Der Gesamtverlust in der Stufe 16 ergibt sich zu

$$\Sigma V = \Sigma\Phi - AL_i - \Delta\left(\frac{A}{2g}c_2^2\right) = 0{,}81 \text{ Kal.}$$

Die indizierte Arbeit AL_i kann außer nach der vorstehend benutzten Gleichung mit Hilfe einer Energiebilanz ermittelt werden:

Energiebilanz:

Zur Verfügung gestelltes Wärmegefälle $\Phi_{tot} = 2{,}67$ Kal. ab Verluste:

1. Zuwachs der kinetischen Energie $\Delta\frac{(A}{2g}c_2^2)$, da $c_{2\,\text{Stufe 16}} > c_{2\,\text{Stufe 15}}$, $= 0{,}03$ „
2. Stoßverlust beim Eintritt ins Leitrad $\frac{A}{2g}s'^2 = 0{,}085$ „
3. Reibungsverlust im Leitrad $\zeta\frac{A}{2g}c_1^2 = 0{,}28$ „
4. Stoßverlust beim Eintritt ins Laufrad $\frac{A}{2g}s''^2 = 0{,}125$ „
5. Reibungsverlust im Laufrad $\zeta\frac{A}{2g}w_2^2 = 0{,}32$ „

Summe der Verluste $\Sigma V = 0{,}84$ Kal.

Indizierte Arbeit $AL_i = \Phi_{tot} - \Sigma V = 1{,}83$ „

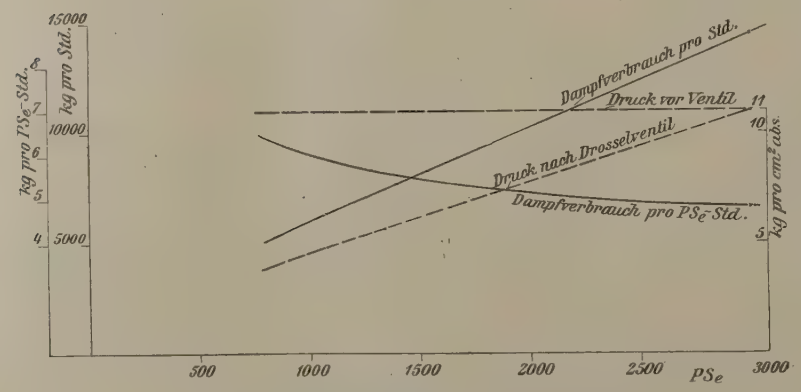


Fig. 53. Parsons-Turbine.

Zunahme des D. V. pro PS_e-Std. bei Übergang von 3000 auf 1500 PS_e um 13,3 %.

Durch wiederholte Anwendung der gleichen Berechnungsweise erhält man die ganze Expansionslinie längs der dritten Durchmesserabstufung (s. Fig. 48). Da die von den beiden ersten Labyrinthdichtungsdampfmengen zugeführten Wärmemengen[8]) nahezu gleich den entsprechenden Werten bei Vollast sind, so entfällt auf die Schaufelungen der Abstufungen 1 und 2 etwas mehr Wärmegefälle als bei 10370 kg pro Stunde. Die dadurch bedingte Vergrößerung des Einzelwärmegefälles in den einzelnen Stufen gegenüber Vollast bedeutet eine Reduktion von $\frac{u}{c_1}$ und damit auch eine solche von η_i, wenn auch nur von recht geringem Betrage.

Zahlentafel 15.
Tabelle der Wirkungsgrade der einzelnen Stufen für Vollast und 7500 kg/Std.

	14472 kg/Std.			7500 kg/Std.	
	$\frac{u}{c_1}$	η_i	α	$\frac{u}{c_1}$	η_i
1. Durchm.-Abst.	0,475—0,453	0,716	20°—27° 10′	0,475—0,453	0,716
2. Durchm.-Abst.	0,475—0,445	0,711	20°—30° 30′	0,475—0,445	0,711
3. Durchm.-Abst.					
Stufe 1	0,498	0,731	20°	0,503	0,731
2	0,489	0,723	24° 20′	0,504	0,728
3	0,485	0,699	29° 50′	0,485	0,695
4	0,484	0,727	20°	0,492	0,731
5	0,484	0,714	26° 10′	0,534	0,728
6	0,478	0,691	32° 30′	0,549	0,709
7	0,462	0,723	20°	0,560	0,744
8	0,485	0,713	26° 40′	0,632	0,733
9	0,477	0,689	32° 40′	0,670	0,708
10	0,462	0,733	20°	0,747	0,742
11	0,492	0,721	27° 0′	0,907	0,693

Aus der Tabelle 15 ersieht man, daß die Schaufelung in den zwei ersten Abstufungen mit nur wenig vermindertem Wirkungsgrad, die dritte Abstufung mit fast durchwegs höheren Werten des Wirkungsgrades arbeiten wie bei Vollast;[9]) da das Verhältnis der Σ aus den Labyrinth und Austrittsverlusten zum jeweiligen gesamten Wärmegefälle in beiden Fällen fast gleich ist, so ist es erklärlich, daß sich aus der Zeichnung ein etwas höherer Wert des indizierten Wirkungsgrades $\eta_{i\,tot} = 0{,}703$ für 7500 kg pro Stunde gegenüber 0,701 bei Vollast ergibt. Bei einem adiabatischen Gefälle innerhalb der Schaufelung $\Phi_{\text{Schaufl}g} = 175{,}0$ Kal. berechnet sich hieraus der Dampfverbrauch pro PS_i-Std. zu

[8]) Diese Wärmemengen werden für die drei Abstufungen wie bei Vollast mit der auf S. 44 angegebenen Gleichung für die Mischung bestimmt.

[9]) Anmerkung. Die aus den obigen Rechnungen gewonnenen Kurven des Wirkungsgrades η_i als Funktion von $\frac{u}{c_1}$ für ein und dieselbe Stufe, wobei für jede Kurve die sämtlichen Schaufel $\sphericalangle$ konstant gehalten wurden, (siehe Fig. 44 — ausgezogene Linien), zeigen, daß der Stoß nur geringen Einfluß auf den Wirkungsgrad ausübt; bemerkenswert ist, daß durch die Wirkung des Stoßes das Max des Wirkungsgrad η_i nicht mehr bei $\frac{u}{c_1} = \cos\alpha$, sondern schon bei $\frac{u}{c_1} \sim 0{,}6$ erreicht wird.

$$D_i = \frac{632}{\eta_{i\,\text{tot}} \cdot \Phi_{0\,\text{Schauflg}}} = 5{,}14 \text{ kg}.$$

Bringt man von der bei 7500 kg pro Stunde erzeugten indizierten Leistung $N_i = 1458$ PS$_i$ für Lagerreibung 60 PS und für Strahlung ebenfalls 60 PS in Abzug, so verbleibt eine effektive Leistung $N_e = 1338$ PS$_e$, woraus sich $D_e = 5{,}60$ kg bestimmt.

Fig. 53 enthält die auf Grund dieser Rechnungsergebnisse gezeichneten Dampfverbrauchskurven für die berechnete Maschine. Zum Vergleiche sind in der Fig. 54 Versuchsresultate an einer 300 KW-Parsonsturbine (Dr. Gensecke Z. f. T. 1909) dargestellt.

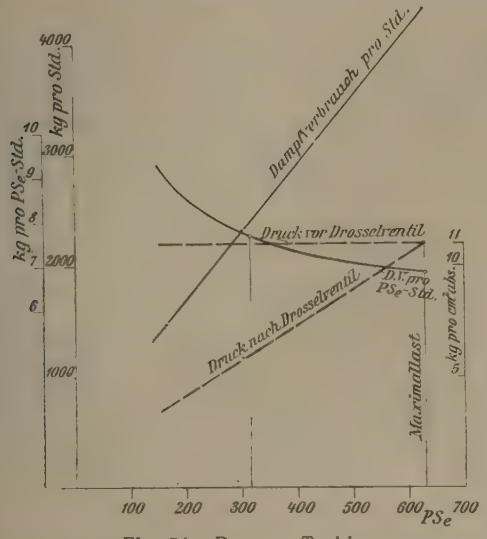


Fig. 54. Parsons-Turbine.
Versuche Dr. Gensecke, Z. f. T. 1909, S. 81.
Leistungen reduziert unter der Annahme, daß Wirkungsgrad, bezogen auf PS$_e$, für die gleiche Dampfmenge konstant ist, im Verhältnis der Schauflungswärmegefälle auf 11 Atm. abs., 300° C vor der Turbine u. 0,096 Atm. abs. im Abdampfstutzen.
Zunahme des D. V. pro PS$_e$-Std. bei Übergang von Maximallast = 630 PS auf die Hälfte 11,8%.

Zahlentafel 16. Druckverlauf.

Dampfaufnahme	14472 kg	7500 kg	$\frac{p\ 7500\text{ kg}}{p\ 14472\text{ kg}}$
Nach der 3. Abstufung			
Nach Stufe 11	0,06	0,06	1,0
10	0,076	0,0655	0,862
9	0,0955	0,0725	0,759
8	0,122	0,080	0,656
7	0,157	0,0935	0,595
6	0,1975	0,110	0,557
5	0,247	0,132	0,535
4	0,314	0,1605	0,511
3	0,391	0,195	0,499
2	0,488	0,243	0,498
1	0,610	0,304	0,499
Nach der 2. Abstufung	0,765	0,389	0,509
Nach der 1. Abstufung	3,36	1,720	0,512
Vor der 1. Abstufung	11,0	5,70	0,518

Verhältnis der Dampfaufnahmen
$= \frac{7\,500}{14\,472} = 0{,}518.$

Tabelle 16 enthält die Drücke vor den einzelnen Stufen bei beiden Belastungen; die Ziffer für den Quotienten $\frac{\text{Druck bei } 7500 \text{ kg/Std.}}{\text{Druck bei } 14472 \text{ kg/Std.}}$ erweisen sich auch hier wie bei der Zöllyturbine in Bestätigung der früheren Ausführungen als nahezu konstant für den größten Teil der Turbine mit Ausnahme der letzten, in der Nähe des Abdampfstutzens gelegenen Stufen und annähernd gleich dem Verhältnis der stündlichen Dampfaufnahmewerte. (Bemerkenswert ist die Abweichung im Sättigungsgebiet — siehe auch Abschnitt I.)

Hinsichtlich der Wahl des Ausgangspunktes bei der Berechnung der Teilbelastung ist zu bemerken, daß auch hier die Expansionslinien im J-S-Diagramm nahezu äquidistante Kurven sind (siehe Fig. 48); außerdem muß der sich für den Zustand des Dampfes vor der Schaufelung ergebende Punkt auf die Drosselkurve durch $p_1 = 11$ Atm. abs. und $t = 250°$ C. fallen und einem Druck p_1' entsprechen, der im Verhältnis der stündlichen Dampfmengen kleiner ist als der bei Vollast an derselben Stelle herrschende Druck

$$\left[p_1' = p_1 \cdot \frac{\text{Dampfaufnahme}}{\text{Dampfaufnahme bei Vollast}}\right]$$

Kombinierte Turbine.

Die hier zu behandelnde „kombinierte Turbine" soll für dieselben Betriebsverhältnisse und dieselbe Effektivleistung gebaut sein, wie die oben berechnete Curtisturbine; es möge die erste Curtisstufe unverändert übernommen und nur die zweite durch eine Reihe von Aktionsrädern ersetzt werden.

Gegeben ist folglich:

Effektivleistung	N_e	= 1000 PS
Tourenzahl	n	= 3000
Dampfdruck vor der Maschine	p_1	= 13 Atm. abs.
Dampftemperatur vor der Maschine	t	= 300° C
Dampfdruck im Abdampfstutzen	p_2	= 0,08 Atm. abs.

A. Berechnung für Vollast.

Curtisstufe: Aus der bei der Curtisturbine durchgeführten Rechnung sind nachfolgend die wichtigsten Resultate wiedergegeben:

In der Stufe umgesetztes, adiabatisches Wärmegefälle	Φ_1	= 110,5 Kal.
Mittlere Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades	u_1	= 188,5 m
Düsenverlust		10%
Verhältnis	$\frac{u}{c_1}$	= 0,207
Indizierter Wirkungsgrad der Stufe	η_i	= 0,6315
Indizierte Arbeit	AL_i	= 69,77 Kal.

Aktionsräder: Das verbleibende adiabatische Wärmegefälle von 101,1 Kal. soll in 7 Aktionsrädern mit gleicher mittlerer Umfangsgeschwindigkeit $u = 125{,}5$ m

ausgenützt werden. Die Räder sollen voll beaufschlagt sein; die Austrittsgeschwindigkeit aus jeder Stufe soll in der nächsten Stufe wieder ausgenützt werden und die wegen der Volumenvergrößerung nötige Schaufelhöhenzunahme soll stetig erfolgen, so daß der Dampfstrahl möglichst ohne Störung die Turbine durchfließt (siehe Fig. 55 und Lasche, Z.d.V. 1909, S. 652 Fig. 14).

Fig. 55.

Zur Konstruktion der Geschwindigkeitsdreiecke benötigt man vor allem das Verhältnis der Achsialgeschwindigkeiten, die ja ihrerseits die erforderlichen Querschnitte bestimmen. Nimmt man an, daß die Schaufelwinkel und die Einzelwärmegefälle (wegen des konstanten Wertes von u) in allen Stufen gleich sind, so müssen auch die Achsialgeschwindigkeiten beim Eintritt in die einzelnen Leiträder unter sich gleich sein und ebenso diejenigen beim Austritt aus den Leiträdern.

Bezeichnet man mit λ das Verhältnis der Achsialgeschwindigkeit beim Austritt aus dem Leitrad zu der beim Eintritt in dasselbe, so gelten die Beziehungen:

$$1.\quad \frac{l_1 n}{l_{2(n-i)}} = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{v_n}{v_{(n-i)}}$$

$$2.\quad \frac{l_2 n}{l_1 n} = \lambda$$

woraus sich ergibt

$$\frac{l_2 n}{l_{2\,(n-i)}} = \frac{v_n}{v_{(n-i)}}.$$

Aus der Fig. 56 ist ersichtlich, daß zur Erreichung einer stetigen Erweiterung die einzelnen Schaufel-

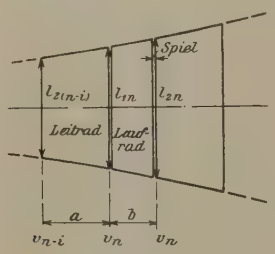


Fig. 56.

höhen in einem gewissen Verhältnis zu der Leitradbreite a bezw. der Laufradbreite b stehen müssen, welcher Zusammenhang nachstehend untersucht werden soll. Zur Vereinfachung der Rechnung kann die für die Querschnittserweiterung erforderliche parabelähnliche Kurve innerhalb einer Stufe durch eine gerade Linie ersetzt werden, woraus folgt

$$\frac{l_{1n} - l_{2(n-i)}}{l_{2n} - l_{1n}} = \frac{a}{b} = \frac{1 - \frac{l_{2(n-i)}}{l_1 n}}{\frac{l_{2n}}{l_{1n}} - 1}$$

und endlich

$$\frac{1 - \lambda \cdot \frac{v_n}{v_{n-1}}}{\lambda - 1} = \frac{a}{b}.$$

Der Wert des Volumenverhältnisses $\frac{v_n}{v_{(n-1)}}$ ist für jede Stufe verschieden und muß eigens bestimmt werden; angenäherte Werte hierfür können durch die von Dr. Deinlein auf S. 29 seines Buches empfohlene Unterteilung des adiabatischen Gefälles gewonnen werden. Für das vorliegende Beispiel ergibt eine diesbezügliche Rechnung

$$\frac{v_n}{v_{(n-1)}} \sim \text{im Mittel } 0{,}7.$$

Macht man das Verhältnis der Schaufelbreiten $\frac{a}{b} = 2$ wie normal, so findet sich aus obiger Formel

$$\lambda = \frac{c_a \text{ am Austritt Leitrad}}{c_a \text{ am Eintritt Leitrad}} = 1{,}11.$$

Die kleinen Abweichungen der Werte von $\frac{v_n}{v_{(n-1)}}$ vom normalen Werte 0,70 lassen sich nachträglich durch entsprechende Änderung an dem für die Ausführung angenommenen Werte des Verhältnisses a/b berücksichtigen; ebenso müssen bei der endgültigen Querschnittsbestimmung auch die „Nabenverluste", die in den einzelnen Stufen von verschiedener Größe sind, beachtet werden. Mit Hilfe der Formel

$$\mu \cdot \Phi_{0,2} = \frac{A}{2g}[s \cdot (1 + \zeta) c_1^2 - (s - 1) c_2^2] \quad \zeta = 0{,}12$$

wurde nun für verschiedene Werte von c_2 der entsprechende Wert von c_1 und durch Aufzeichnen der Geschwindigkeitsdreiecke (Leitradwinkel $\sphericalangle \alpha = 15^0$) der zugehörige Wert des Verhältnisses $\lambda = \frac{c_{1a}}{c_{2a}}$ bestimmt.

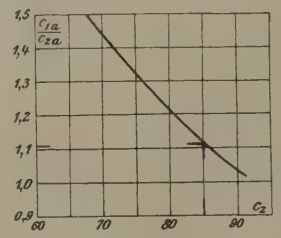


Fig. 57.

Aus der Fig. 57 findet sich für $\lambda_{\text{norm}} = 1{,}11$

$c_2 = 85{,}0$ m und $c_1 = 341{,}2$ m;

das Wärmegefälle der ersten Stufe ergibt sich damit zu

$$\Phi_1 = \frac{A}{2g} \cdot (1 + \zeta) c_1^2 = 15{,}57 \text{ Kal.}$$

und das jeder nachfolgenden Stufe zu

$$\Phi_2 = \ldots \Phi_s = \frac{A}{2g} \cdot [(1 + \zeta) c_1^2 - c_2^2] = 14{,}71 \text{ Kal.}$$

Die auf Grund des Geschwindigkeitsdreieckes (siehe Fig. 58) aufgestellte Arbeitsbilanz zeigt, daß die pro Stufe erzeugte Arbeit

$A L_i = 10{,}75$ Kal. ist $\left(\eta_i = 0{,}731 \text{ bei } \frac{u}{c_1} = 0{,}368\right)$.

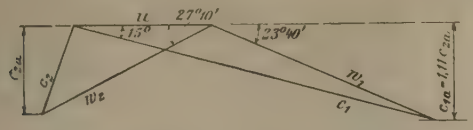


Fig. 58. Kombinierte Turbine. Aktionsräder. Geschwindigkeitsdiagramme.

$c_1 = 341{,}2$ m $\quad w_2 = 0{,}78\, w_1 = 173{,}6$ m
$w_1 = 222{,}4$ m $\quad c_2 = 85{,}0$ m

Es sind nunmehr alle Größen gefunden, die zur Einzeichnung der Expansionskurve im *J-S*-Diagramm (Fig. 61) nötig sind, worauf dann der Wert des Volumenverhältnisses $\frac{v_n}{v_{n-1}}$ für jede einzelne Stufe ermittelt werden kann.

$\left(\frac{v_n}{v_{n-1}}\right.$ ändert sich von 0,750 bis 0,669$\left.\right)$.

Für die Berechnung der Nabenverluste wurde für alle Stufen ein Nabendurchmesser von 240 mm und ein radiales Spiel von 0,60 mm angenommen, woraus sich der Undichtigkeitsverlust pro Std. G_u für das zwischen v_{n-1} und v_n liegende Leitrad (siehe Fig. 56) ergibt zu

$$G_u = \frac{0{,}240\,\pi \cdot 0{,}0006 \cdot 0{,}7\, c_{ad} \cdot 3600}{v_n} \text{ (s. Zoellyturbine).}$$

Die errechneten Werte von G_u sind in Zahlentafel 17 zusammengestellt.

Zahlentafel 17.

Stufe	1	2	3	4	5	6	7
G_u	207	151	108	75	51	35	23 kg/Std.

Die Radreibungsarbeit N_r wurde nach der Formel von Stodola berechnet, wobei der Koeffizient β für die Curtisstufe gleich 7 und derjenige für die Aktionsräder gleich 4 gesetzt wurde; sie bestimmte sich zu 54 PS. Nimmt man für Lagerreibungsverluste 30 PS an, so muß zur Erzeugung einer effektiven Leistung $N_e = 1000$ PS insgesamt eine indizierte Leistung $N_i = 1084$ PS aufgewendet werden. Bezeichnet man mit D den Dampfverbrauch der Maschine pro Std., so gilt auch hier die Gleichung

$$D \cdot A L_{i\,\text{Curtis}} + \Sigma(D - G_u) \cdot A L_{i\,\text{Aktionsr}} = 632 \cdot N_i,$$

woraus sich bestimmt

$D = 4770$ kg/Std. und $D_e = 4{,}77$ kg pro PS_e/Std.

Die Schaufelhöhen der Niederdruckräder (siehe Zahlentafel 18) lassen sich dann nach der Formel

$$\varepsilon \cdot D_m \cdot \pi \cdot l \cdot c_a = \frac{(G - G_u) \cdot v}{3600}$$

berechnen

$(\varepsilon = 0{,}9 \quad c_{1a} = 88{,}2$ m
$D_m = 0{,}8$ m $\quad c_{2a} = 79{,}5$ m)

Zahlentafel 18.

Schaufelhöhen	beim Eintritt in	beim Austritt aus
Leitrad I	—	12,75 mm
II	14,15	17,30
III	19,20	24,50
IV	27,15	35,15
V	38,90	51,7
VI	57,3	77,1
VII	85,4	115,7
Laufrad VII	—	128,6

Ein Bild von der Ausführung der Schauflung ist in der Fig. 59 wiedergegeben; die schließlich gewählte strichpunktierte Leitkurve bedingt in den Austrittsquerschnitten der einzelnen Leiträder Schaufelhöhen, die mit den berechneten identisch sind, was zur Erreichung der vorgeschriebenen Expansionslinie

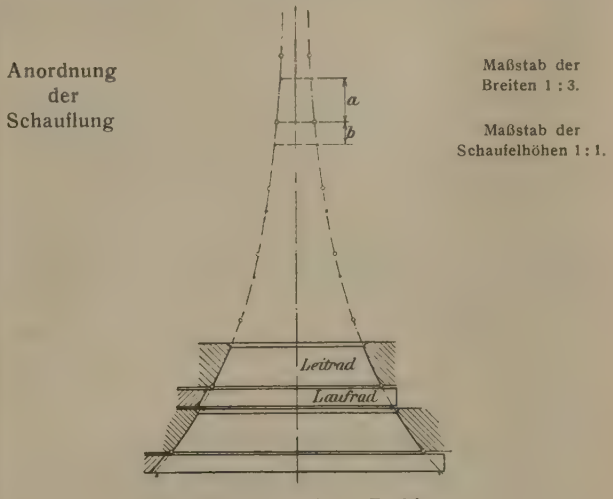


Fig. 59. Kombinierte Turbine.

notwendig ist. Die Schaufelhöhen für die Eintrittsquerschnitte der einzelnen Leiträder sind etwas größer als die berechneten Werte, was nur auf den Druckverlauf innerhalb der Leiträder selbst Einfluß hat. (Vergl. auch Lasche, Z. d. V. 1909, S. 652, Fig. 14, u. S. 653, Fig. 17.)

B. Verhalten der Turbine bei Teilbelastung.

Die in gleicher Weise wie bei den Turbinen der reinen Systeme durchgeführte Berechnung des spezifischen Dampfverbrauches bei den einzelnen Teilbelastungen führte zu Ergebnissen, die in der Fig. 60 zeichnerisch dargestellt sind; hierbei wurde von einer genauen Berechnung des Wirkungsgrades der Aktionsräder abgesehen und angenommen, daß der totale indizierte Wirkungsgrad des Niederdruckteiles bei allen Belastungen konstant und gleich dem bei Vollast ist. Wie ein Vergleich mit den oben für die Zöllyturbine erhaltenen Resultate ergibt, wird diese Annahme mit großer Annäherung der Wirklichkeit

entsprechen (vergl. auch Lasche, Z. d. V. 1909, S. 653, Fig. 19).

Der Vergleich mit der für die Curtisturbine erhaltenen Dampfverbrauchskurve (siehe Fig. 29) ergibt, daß einerseits die kombinierte Turbine im allgemeinen sparsamer arbeitet als die Curtisturbine, was durch den hohen Wirkungsgrad des Niederdruckteiles bedingt ist, und anderseits die Kurve für $D_e = f(N_e)$ (siehe Fig. 60) bei ihr weit flacher verläuft als bei der Curtisturbine, da der Wirkungsgrad der Aktions- wie derjenige der Reaktionsräder im Gegensatz zu demjenigen der Curtisräder bei allen Belastungen

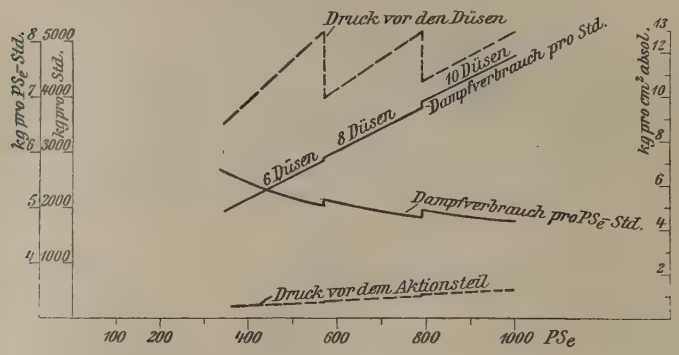


Fig. 60. Kombinierte Turbine.

Zunahme des D. V. pro PS_e-Std. bei Übergang von 1000 auf 500 PS 8,4%.

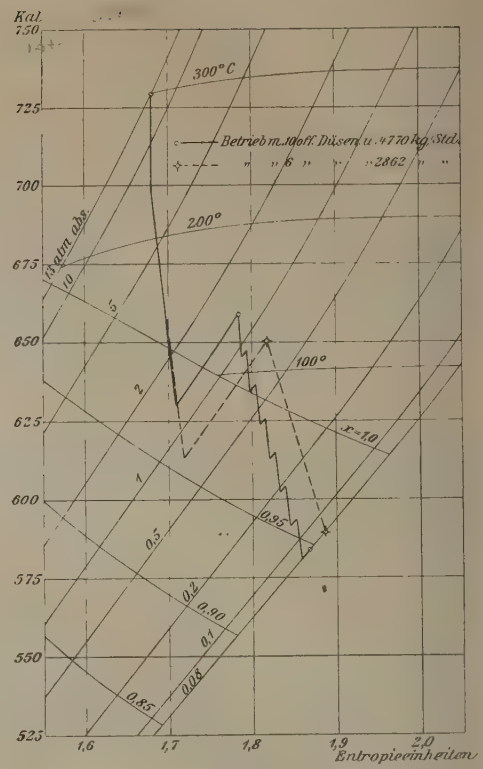


Fig. 61. Kombinierte Turbine.

annähernd von gleichem Werte ist. So nimmt nach der Rechnung bei Entlastung von 1000 PS auf 350 PS bei der Curtisturbine D um 22,6% zu, bei der kombinierten Turbine nur um 17,8%; dieser Unterschied wird immer beträchtlicher, je kleiner die Belastung wird.

Es möge noch erwähnt werden, daß zur Erzielung einer noch flacheren Dampfverbrauchskurve ein Mittel in einer ungleichen Bemessung der Düsen für die Curtisstufe zur Verfügung steht. Die abschaltbaren Düsen, die nur bei größeren Belastungen geöffnet sind, arbeiten zwischen anderen Druckverhältnisgrenzen als die ständig geöffneten. In den durchgeführten Rechnungen wurde angenommen, daß die Düsen durchwegs gleiche Abmessungen erhalten sollten. Führt man nun die ständig geöffneten Düsen mit Rücksicht auf die verschiedenen Druckverhältnisgrenzen mit einer größeren Mindererweiterung als die Zuschaltdüsen aus, so kann damit die Zunahme von D_e bei Entlastung bedeutend verringert werden. Unter Umständen muß man dabei freilich eine geringe Erhöhung des Dampfverbrauches bei voller Last in Kauf nehmen.

Wegen der verhältnismäßig hohen Ökonomie bei Voll- und bei Teilbelastung zusammen mit der großen Betriebssicherheit und der Billigkeit der Ausführung genießt die kombinierte Turbine eine so hohe Wertschätzung, daß heute fast alle Turbinenfabriken den Bau solcher Maschinen als Normaltype aufgenommen haben. (Niederdruckteil nach dem Aktions- oder Reaktionsprinzip ausgeführt.)

Abschnitt III.

Zur Frage der Dimensionierung der Dampfturbinen.

Bei der Berechnung der Dampfturbinen ist es üblich, von vorneherein eine Stufenzahl und die mittleren Raddurchmesser oder die Umfangsgeschwindigkeiten anzunehmen und aus der sich hierfür ergebenden Expansionskurve die Wirkungsgrade der einzelnen Stufen, den Gesamtwirkungsgrad der Maschine und die nötigen Querschnitte zu bestimmen. Die nachstehenden Erörterungen werden nun über die Gesichtspunkte Aufschluß geben, welche bei der Wahl der anzunehmenden Größen in Frage kommen.

Die Zahl der Stufen bestimmt — bei gegebenen Dampfverhältnissen vor und nach der Turbine — das auf eine Stufe im Mittel treffende Einzelwärmegefälle; schreibt man nun außerdem die Umfangsgeschwindigkeiten der einzelnen Stufen vor, so ist damit der Mittelwert des Verhältnisses $\frac{u}{c_1}$ der Tur-

bine festgelegt. Da nun bekanntlich der Wirkungsgrad der Energieumsetzung bei allen Turbinen fast ausschließlich von dem Verhältnis $\frac{u}{c_1}$ und nur in untergeordnetem Maße von der Größe des $\sphericalangle \alpha$ abhängig ist, so ist klar, daß man mit der Annahme der Stufenzahl und der Umfangsgeschwindigkeiten der einzelnen Räder den Gesamtwirkungsgrad der Maschine bis auf einen kleinen Spielbereich festlegt. Es soll nun nachstehend für die einzelnen Systeme die Beziehung zwischen Stufenzahl, Umfangsgeschwindigkeiten und Mittelwert des Verhältnisses $\frac{u}{c_1}$ der Maschine untersucht werden.

1. Aktionsturbine ohne Geschwindigkeitsausnutzung (Laval- und Zoellyturbine).

Das in der Turbine ausgenutzte, totale Wärmegefälle sei mit Φ_{tot} bezeichnet. Für die Turbine mit konstantem indizierten Wirkungsgrad in den einzelnen Stufen gilt die Beziehung

$$\frac{u}{c_1} = K_2 = \text{konstant},$$

woraus mit

$$c_1 = \sqrt{1-\zeta}\, c_0$$

sich ergibt

$$\frac{u}{c_0} = K_2\sqrt{1-\zeta} = \text{konstant}.$$

Für das in einer Stufe umgesetzte Wärmegefälle

$$\Phi = \frac{A}{2g} c_0^2$$

ergibt sich damit

$$\Phi = \frac{A}{2g} c_0^2 = \frac{A}{2g}\frac{u^2}{K_2^2(1-\zeta)}.$$

Bei Addition der Einzelwärmegefälle sämtlicher Stufen (s = Stufenzahl) erhält man dann die Gleichung:

$$\Sigma\Phi = \frac{A}{2g}\frac{1}{K_2^2(1-\zeta)} \cdot \overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2$$

und hieraus

$$\frac{\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2}{\Sigma\Phi} = \frac{\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2}{\Phi_{tot}} = \frac{2g}{A} \cdot K_2^2 \cdot (1-\zeta) = 8380 \cdot \left(\frac{u}{c_1}\right)^2 (1-\zeta).$$

Ist der Wert von $\frac{u}{c_1}$ in den einzelnen Stufen von verschiedener Größe, wie dies meist üblich ist, so ergibt die Addition längs der Turbine

$$\frac{\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2}{\Phi_{tot}} = 8380 \cdot \left(\frac{u}{c_1}\right)^2_{mitt} \cdot (1-\zeta).$$

Zahlentafel 19. Werte von $\frac{\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2}{\Phi_{tot}} \cdot [\zeta = 0{,}10]$.

$\frac{u}{c_1}$	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50
$\frac{u}{c_0}$	0,190	0,237	0,285	0,332	0,380	0,427	0,474
$\frac{\Sigma u^2}{\Phi_{tot}}$ . . .	302	471	679	924	1207	1525	1885

Anm. $\Phi_{tot} = 1{,}0 \cdot \Phi_{ost}$ bei der Lavalturbine
$= \mu \cdot \Phi_{ost}$ bei der Zoellyturbine [$\mu = 1{,}03 - 1{,}07$].

Mit den oben erhaltenen Gleichungen kann für jede Turbine aus $\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2$, addiert über alle Stufen, und dem gesamten Wärmegefälle sofort der ihr zukommende Mittelwert des Verhältnisses $\frac{u}{c_1}$ bestimmt werden, wobei freilich der Energieverlustkoeffizient ζ bekannt sein muß. Die Gleichungen besagen ferner, daß bei verschiedenen Turbinen für gleiche Werte von $\left(\frac{u}{c_1}\right)_{mitt}$ die nötige Ziffer für $\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2$ von dem in der Maschine umzusetzenden gesamten Wärmegefälle abhängig ist. Weiter ergibt sich hieraus, daß eine Maschine, die für einen bestimmten Wert von Φ_{tot} mit einem gewissen Durchschnittswert von $\left(\frac{u}{c_1}\right)$ arbeitet bei Betrieb mit größerem resp. kleinerem Gesamtwärmegefälle einen kleineren bzw. größeren Durchschnittswert von $\left(\frac{u}{c_1}\right)$ zeigt.

2. Aktionsräder mit Geschwindigkeitsausnutzung.

Bei der Berechnung der kombinierten Turbine im Abschnitte II wurde das Einzelwärmegefälle jeder Stufe des Niederdruckteils, der nach dem Grundsatz der Geschwindigkeitsausnutzung ausgebildet war, nach der von Banki herrührenden Gleichung

$$\Phi = \frac{A}{2g}[(1+\zeta)\, c_1^2 - c_2^2].$$

berechnet.

Zur Erzielung der Übereinstimmung hinsichtlich des Aufbaues mit der für die Aktionsturbine ohne Geschwindigkeitsausnutzung geltenden entsprechenden Gleichung möge hier nachstehende, grundsätzlich gleiche Formel für das Wärmegefälle benutzt werden.

$$\Phi = \frac{A}{2g}\left[\frac{c_1^2}{1-\zeta} - c_2^2\right].$$

$\frac{A}{2g} c_2^2$ stellt die in der absoluten Austrittsgeschwindigkeit aus dem Laufrad einer Stufe noch enthaltene kinetische Energie dar, die dann in der nächsten Stufe wieder ausgenutzt wird; für ausgeführte Maschinen findet man

$$\frac{A}{2g} c_2^2 = (0{,}04 - 0{,}08) \times \frac{A}{2g} c_1^2; \text{ im Mittel } 0{,}06 \frac{A}{2g} c_1^2.$$

Dies in der Gleichung für Φ benutzt, ergibt

$$\Phi = \frac{A}{2g} \cdot \left[\frac{c_1^2}{1-\zeta} - 0{,}06\, c_1^2\right]$$

und man erhält schließlich

$$\frac{\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2}{\Phi_{tot}} = 8380 \times \left(\frac{u}{c_1}\right)^2 \times \frac{1}{\frac{1}{1-\zeta} - 0{,}06}.$$

Zahlentafel 20.

$\frac{u}{c_1}$	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50
$\frac{\Sigma u^2}{\Phi_{tot}}$ . . .	319	498	717	976	1274	1613	1992

Aus der Zahlentafel 20 ersieht man, daß die Aktionsturbine mit Geschwindigkeitsausnutzung bei gleichem Durchschnittswerte von $\frac{u}{c_1}$ und bei gleichem Energieverlustkoeffizient ζ eine größere Ziffer von $\frac{\Sigma u^2}{\Phi_{tot}}$ (um ca. 5% bei $\zeta = 0{,}10$) benötigt als die Turbine ohne Geschwindigkeitsausnutzung.

3. Aktionsturbinen mit Geschwindigkeitsstufen. (Curtis- und Elektraturbinen).

Für diese ergibt sich dieselbe Gleichung wie für die Turbinen ohne Geschwindigkeitsausnutzung:

$$\frac{\overset{s}{\Sigma} u^2}{\Phi_{tot}} = 8380 \cdot \left(\frac{u}{c_1}\right)^2_{mitt} (1-\zeta).$$

Zahlentafel 21. $\zeta = 0{,}10$.

$\frac{u}{c_1}$	0,10	0,125	0,15	0,175	0,20	0,225	0,25
$\frac{\overset{s}{\Sigma} u^2}{\Phi_{tot}}$ . . .	75,4	118,0	169,6	231	302	382	471

4. Reaktionsturbinen.

Nach Banki (siehe „Abstufungstafel für Dampfturbinen", Z. d. V. 1904) bestimmt sich für die Reaktionsturbine das in einer Stufe, bestehend aus einem Leit- und einem Laufrad, umgesetzte Wärmegefälle (Reaktionsgrad $= \frac{1}{2}$, wie üblich) zu

$$\Phi - 2\frac{A}{2g}\left[(1+\zeta)c_1^2 - c_2^2\right] = 2\frac{A}{2g}u^2\left[\frac{\zeta}{K_2^2} - 1 + \frac{2}{K_2}\cdot\cos\alpha\right].$$

$$K_2 = \frac{u}{c_1}.$$

Man erhält hieraus folgende Gleichung:

$$\frac{\overset{s}{\Sigma} u_2}{\Phi_{tot}} = \frac{4190}{\frac{\zeta}{K^2_{2\,mitt}} - 1 + \frac{2}{K_{2mitt}}\cdot\cos(\alpha_{mitt})}.$$

Diese Gleichung besagt, daß bei der Reaktionsturbine die nötige Ziffer von

$$\frac{\overset{s}{\Sigma} u^2}{\Phi_{tot}}$$

außer von

$$K_2 = \left(\frac{u}{c_1}\right)_{mitt}$$

und von ζ auch vom Mittelwert des $\sphericalangle\alpha$ abhängig ist, was von der Ausnutzung der Austrittsgeschwindigkeit aus dem Laufrad in der nächsten Stufe herrührt. Ein ähnlicher Einfluß des $\sphericalangle\alpha$ auf den Wert von

$$\frac{\overset{s}{\Sigma} u^2}{\Phi_{tot}}$$

läßt sich übrigens auch bei den Aktionsturbinen mit Geschwindigkeitsausnutzung feststellen, konnte dort jedoch, da er bei diesen nur sehr gering ist, unberücksichtigt bleiben. Bei ausgeführten Maschinen ist das Verhältnis $\frac{u}{c_1}$ längs der Turbine annähernd vom gleichen Werte, der $\sphericalangle\alpha$ variiert zwischen 20 und 40°.

Zusammenstellung.

Werte von $\frac{\Sigma u^2}{\Phi_{tot}}$ für die verschiedenen Turbinen bei norm. $\left(\frac{u}{c_1}\right)_{mitt}$:

1. Aktionsturbine ohne Geschwindigkeitsausnutzung $\frac{\Sigma u^2}{\Phi_{tot}}$ $u/c_1 \sim 0{,}36$ . . $= 975$
2. Aktionsturbine mit Geschwindigkeitsausnutzung $u/c_1 \sim 0{,}36$ . . . $= 1030$
3. Aktionsturbinen mit Geschwindigkeitsstufen:
   a) zweikränzig $u/c_1 \sim 0{,}21$ . . $= 334$
   b) dreikränzig $u/c_1 \sim 0{,}14$ . . . $= 146$
4. Reaktionsturbine $u/c_1 \sim 0{,}5$; $\alpha_{mitt} \cong 30^0 = 1207$

Zahlentafel 22. $\zeta = 0{,}25$. Werte von $\frac{\overset{s}{\Sigma} u^2}{\Phi_{tot}}$.

u/c_1	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,70	0,80	0,90	1,00
$\alpha = 20^0$	286	398,5	521	653	795	950	1114	1297	1482	1913	2408	2992	3705
30^0	300,5	422	555	698	855	1024	1207	1407	1626	2105	2685	3400	4450
40^0	323,5	458,5	607	771	955	1148	1364	1598	1862	2465	3200	4105	5370

Die Fig. 62 u. 63 stellen zeichnerisch die Abhängigkeit zwischen $\frac{\overset{s}{\Sigma} u^2}{\Phi_{tot}}$ und den Mittelwert von $\frac{u}{c_1}$ für die einzelnen Turbinen dar, und man ersieht hieraus, wie auch aus Zahlentafel 17, daß zur Erreichung günstiger Durchschnittswerte von $\frac{u}{c_1}$ die Curtisturbine den weitaus kleinsten Wert, die Zoelly- und Rateauturbine einerseits und die Parsonsturbine anderseits annähernd gleiche Werte von $\frac{\overset{s}{\Sigma} u^2}{\Phi_{tot}}$ benötigen. Dies bedingt bei den für die einzelnen Turbinenarten gewöhnlich angewendeten Umfangsgeschwindigkeiten (140 bis 200 m bei der Curtisturbine, 100

bis 170 m bei der Zoelly-, 70 bis 130 m bei der Rateauturbine und 50 bis 100 m bei der Parsonsturbine), daß hinsichtlich Stufenzahl und Baulänge die Curtisturbine den anderen Systemen weit überlegen ist.

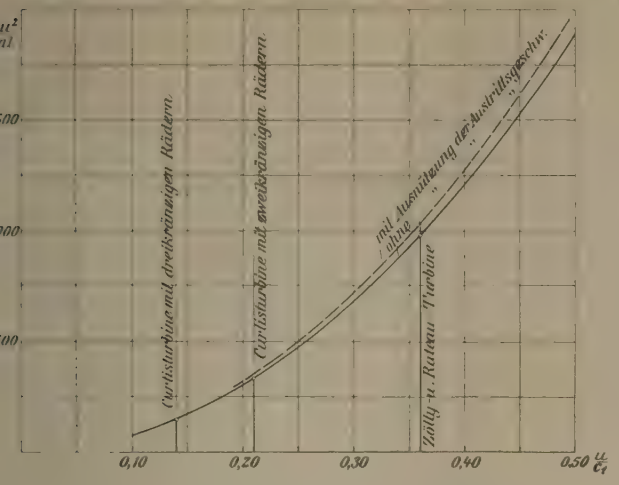


Fig. 62. Dimensionierung der Aktionsturbinen.

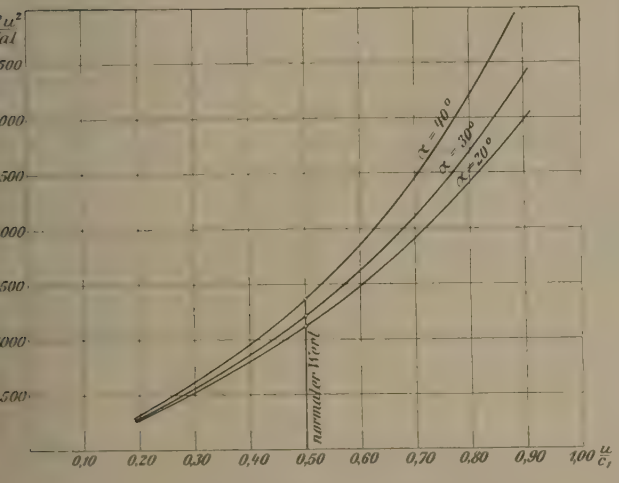


Fig. 63. Dimensionierung der Reaktionsturbinen.

Dieser wertvollen Eigenschaft ist es hauptsächlich zuzuschreiben, daß die Curtisturbine in der neuesten Turbinenform, der sog. „kombinierten Turbine“ Verwendung findet.

Die Richtigkeit der in vorstehenden Ausführungen erhaltenen Erkenntnis möge nun an Nachrechnungen einiger Ausführungen der verschiedenen Turbinentypen gezeigt werden.

1. AEG-Curtisturbine, $n = 3000$, Kondensationsturbine, 2 zweikränzige Curisräder mit $u = 188$ m. [$\Phi_{tot} \sim 200$ Kal.] Hierfür ergibt die Rechnung

$$\frac{\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2}{\Phi_{tot}} = \frac{2 \cdot 188^2}{200} = 353 \left[\text{dabei } \left(\frac{u}{c^1}\right)_{\text{mittl}} \sim 0{,}218\right].$$

2. 3000 PS Zoellyturbine Kubel von Escher Wys & Co. (Weishäupl, Z. d. V. 1908, S. 429) $n = 1500$ [$\Phi_{tot} \sim 200$ Kal.]

8 Räder mit $u = 108$ m
8 „ „ $u = 131$ „

woraus sich berechnet

$$\frac{\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2}{\Phi_{tot}} = 1150 \left[\left(\frac{u}{c_1}\right)_{\text{mittl}} \cong 0{,}39\right].$$

3. Parsonsturbine.

In einem Aufsatz: „The practical proportioning of the reaction steam turbine“, erschienen im Engg. 1907, Dez. 13. und im Auszug wiedergegeben in der Z. f. T. 1908, S. 209 wird als Regel angegeben, daß $\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2$, dort bezeichnet mit $s^2 \cdot n$, bei Kondensationsturbinen für den Antrieb von elektrischen Maschinen gleich 149000 — 241000 gemacht werden soll, was bei einem Werte von $\Phi_{tot} = 200$ Kal. Ziffern von $\frac{\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2}{\Phi_{tot}} = 745 - 1205$ entspricht $\left[\frac{u}{c_1} = 0{,}36 \sim 0{,}50 \text{ bei } \sphericalangle \alpha_{\text{mittl}} = 30^0\right]$.

Der Autor erklärt, daß der kleinere Wert von $\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2$ für Maschinen mit niedrigen Drehzahlen und der größere bei Maschinen mit hohen Drehzahlen angewendet werden soll, was dadurch begründet ist, daß im ersten Falle wegen der dabei auftretenden kleinen Umfangsgeschwindigkeiten sonst eine zu große Stufenzahl und eine zu bedeutende Baulänge erforderlich wäre.

Parsonsturbinen für Schiffsantrieb erhalten nach Mitteilungen desselben Verfassers $\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2 = 140000$ entspricht $\frac{\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2}{\underset{(\sim 200)}{\Phi_{tot}}} = 700$; der hieraus berechnete verhältnismäßig niedrige Durchschnittswert von $\frac{u}{c_1}$ bedingt einen verhältnismäßig schlechten Wirkungsgrad solcher Anlagen. Doch kann man diese Maschinen wegen der niedrigen Drehzahlen und der Beschränkung hinsichtlich Raumbedarf und Gewicht meist nicht reichlicher bauen (siehe auch Nr. 5).

4. Rateauabdampfturbine von Fraser & Chalmers 1000 PS $n = 1500$ (Engg. 1908 15. Mai)

5 Räder mit $u = 115{,}2$ m
2 „ „ $u = 111{,}6$ „

Hieraus bestimmt sich $\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2 = 91150$.

Nimmt man an, daß die Maschine für 1,1 Atm. abs. $x = 1$ vor Ventil und 0.08 Atm. nach der Turbine gebaut wurde, so entspricht dies einem Werte von

$$\frac{\overset{s}{\underset{0}{\Sigma}} u^2}{\Phi_{tot}} = \frac{91150}{1{,}04 \cdot 92} = 953 \left[\left(\frac{u}{c_1}\right)_{\text{mittl}} \cong 0{,}36\right].$$

5. Schiffsturbine (System Parsons) des amerikanischen Kreuzers „Chester“ (siehe Z. f. T. 1908 S. 511) zeigt bei Betrieb mit voller Geschwindigkeit

[$n = 620$], wobei die Hochdruck- und die Niederdruckhauptturbine hintereinander geschaltet sind, einen Wert von $\Sigma u^2 = 191\,970$, woraus sich bei 17,5 Atm. absolut $x = 1$ vor Ventil und 95% Vakuum im Abdampfstutzen $\frac{\overset{s}{\Sigma} u^2}{\overset{0}{\Phi_{tot}}} \sim 900$ ergibt.

Bei Marschbetrieb mit 12 Knoten [$n = 245$], wofür den Hauptturbinen noch die Hochdruck- und die Mitteldruckmarschturbine vorgeschaltet wird, berechnet sich $\frac{\overset{s}{\Sigma} u^2}{\overset{0}{\Phi_{tot}}} \sim 300$, woraus ein Rückschluß auf die verhältnismäßig geringe Sparsamkeit dieser Maschinen bei den kleineren Schiffsgeschwindigkeiten gezogen werden kann.

6. Gegendruckturbinen. Leider fanden sich in der Literatur keine Angaben über die Ausführung solcher Maschinen; doch haben zweifellos die oben angegebenen Gleichungen auch für diese Ausführungsarten Giltigkeit.

Die Ergebnisse der vorstehenden Nachrechnungen ausgeführter Maschinen zeigen durchwegs eine gute Übereinstimmung mit den nach den entwickelten Gleichungen nötigen Zahlenwerten für die Funktion $\frac{\Sigma u^2}{\Phi_{tot}}$; es kann somit die Verwendung dieser Gleichungen für die Dimensionierung neuer Maschinen wie für die Untersuchung ausgeführter Turbinen empfohlen werden.

Zusammenfassung.

Im Abschnitt I werden die Stömungsverhältnisse im Innern der Turbinen mit Hilfe der Zaunerschen Ausflußgleichungen daraufhin untersucht, inwieweit die im Laufe der Zeit im Dampfturbinenbau herausgebildeten empirischen Gesetze von der „Proportionalität des aufgenommenen Dampfgewichtes mit dem Dampfdrucke“ und der „Unveränderlichkeit des Dampfvolumens“ gültig sind. Für die mit Düsen versehenen Turbinen ergibt die Betrachtung, daß diese beiden Regeln für alle Stufen gültig sind, wenn diese Stufen nur mit gesättigtem oder nur mit überhitztem Dampf arbeiten und der Wert von $\sqrt{p_1 v_1}$ für den Dampfzustand von der betrachteten Stufe konstant bleibt. Es werden für die Düsenturbinen weiter Beziehungen abgeleitet, durch welche der Druckverlauf längs der Turbine bei beliebigen Dampfverhältnissen für jedes aufgenommene Dampfgewicht vorausbestimmt werden kann. Bei den Leitradturbinen wird nur das Verhalten der Maschine bei konstantem Dampfzustand vor dem Drosselventil, gleichem Druck im Abdampfstutzen und beliebigen Belastungen untersucht. Aus den angestellten Betrachtungen resultiert, daß die beiden Regeln bei Annahme konstanten Reibungsverlustes (in Prozenten der verfügbaren Wärmegefälle) nicht nur für den Raum zwischen Drosselventil und 1. Leitrad, sondern auch für die meisten Stufen mit großer Annäherung, unter Umständen für einige von diesen sogar streng gültig sind. Für jede Turbine wird gleichzeitig gezeigt, daß die Gültigkeit der beiden Regeln für die 1. Stufe der Turbine bei beliebiger Änderung des am Abdampfstutzen eingestellten Druckes gewahrt bleibt, solange dieser unter dem Werte des kritischen Gegendruckes bleibt.

Im Abschnitt II werden neue Methoden zur Berechnung des Dampfverbrauches der sämtlichen normalen Turbinentypen bei Voll- und Teilbelastung entwickelt und dabei insbesondere brauchbare Verfahren zur zweckmäßigen Verteilung des auszunutzenden totalen Wärmegefälles auf die einzelnen Stufen angegeben. Die durchgeführten Berechnungen stützen sich nicht auf experimentell gewonnene Wirkungsgradkurven, wie dies in dem von Dr. Bär für die Curtisturbine angegebenen Rechenverfahren der Fall ist (siehe Dr. Bär, „Die Regelung von Dampfturbinen“); es wird vielmehr hier direkt von den Geschwindigkeitsdiagrammen ausgegangen. Die entwickelten Methoden liefern zu gleicher Zeit den Druckverlauf längs der Turbinen in streng richtiger Weise, die durchgerechneten Beispiele bestätigen in dieser Hinsicht die Ergebnisse des Abschnittes I.

Im Abschnitt III werden für die hauptsächlichsten Turbinenarten zuerst die mathematischen Ausdrücke für eine Funktion $\frac{\overset{s}{\Sigma} u^2}{\overset{0}{\Phi_{tot}}}$ das ist:

$$\frac{\Sigma \text{ der Quadr. der Umfgsgeschw. add. über alle Stufen}}{\text{totales auszunutzendes Wärmegefälle}}$$

entwickelt und dann deren Zahlenwerte für die üblichen Ziffern von u/c_1 bestimmt. Der jeweilige Wert dieser Funktion ist bei allen Turbinen, seien es Kondensations-, Gegendruck-, Abdampf- oder Schiffsturbinen, ein Gradmesser für den mit der betreffenden Maschine erzielten Wirkungsgrad η_i. Umgekehrt gibt die Funktion für die Neuberechnung solcher Maschinen Aufschluß über die zur Erreichung eines gewünschten Wertes von η_i nötigen Werte für die Stufenzahl und die Umfangsgeschwindigkeiten.